STUDIEN ÜBER ELEKTRISCHE GEKOPPELTE SCHWINGUNGSSYSTEME.

(MITTEILUNGEN DER PHYSIKALISCHEN VERSUCHS-STATION HALLE-CRÖLLWITZ.)
(No. 26.)

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

VEREINIGTEN FRIEDRICHS-UNIVERSITÄT HALLE-WITTENBERG

VORGELEGT VON

WILHELM BIERLEIN
AUS WIESETH.

HALLE A. S.
HOFBUCHDRUCKEREI VON C. A. KAEMMERER & CO.
1911.

Referent: Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. **Dorn.**

Meinen lieben Eltern.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544723_0110

Inhaltsverzeichnis.

Einleitung 7
Systeme 8
I. Abschnitt: Methode Zenneck-Fischer zur Trennung der beiden bei fester Koppelung auftretenden Wellen 9
II. Abschnitt: Verstimmte Sýsteme 14
III. Abschnitt: Einfluss der Koppelung auf Dämpfung und Amplitude der durch Koppelung entstehenden Wellen 21
a) Einfluss der Koppelung auf die Dämpfung 21
b) Abhängigkeit des Stromeffekts in den extrem lose gekoppelten Messkreisen von der Koppelung der Schwingungskreise 24
Zusammenfassung der Resultate 27

Bezeichnungen.

β = Maximalamplitude des Stromeffekts.
γ = Ablesung vom Drehkondensator.
λ = Wellenlänge.
Λ = logarithmisches Dekrement der Dämpfung.
C = Kapazität in cm.
L = Selbstinduktion in cm.
k = Koppelungskoeffizient.
N = Wechselzahl.
i = Strom.

Einleitung.

C. Fischer hat in seiner Dissertation[1]) für zwei geschlossene Kondensatorkreise Resultate gefunden, die ganz wesentlich von den Ergebnissen abweichen, die Joh. Kaiser in seiner Dissertation[2]) mitteilt. Kaiser hat dieselbe Frage wie C. Fischer für einen geschlossenen und einen offenen Kreis behandelt und die praktischen Arbeiten auf der physikalischen Versuchsstation Halle-Cröllwitz ausgeführt. Beide untersuchten unter anderem besonders den Einfluss der Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem auf die Dämpfung und die Maximalamplitude in einem extrem lose gekoppelten dritten Kreise. Abgesehen davon, dass die Kurven Fischers[3]) über das Verhältnis von Koppelung und Dämpfung, einen auffallend unregelmässigen Verlauf zeigen, tritt als wesentlicher Unterschied von den Kaiserschen Resultaten hervor, dass das Dekrement der kurzen Wellen bei enger werdender Koppelung grösser wird als das der langen, während nach Kaiser[4]) die Dämpfung unabhängig von der Koppelung, und das Dekrement der kurzen Welle stets kleiner als das der langen ist. Ebenfalls einen unregelmässigen Verlauf zeigen die Kurven Fischers, die die Abhängigkeit der Maximalamplitude in einem extrem lose gekoppelten dritten Kreise von der Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis zeigen. Bei Fischer[5]) ist die Amplitude der kurzen Welle bei System B von der Trennung der beiden Wellen bis zu einer sehr festen bestimmten Koppelung kleiner als die der langen Welle, während bei Kaiser[6]) die Amplitude der kurzen Welle immer grösser ist als die der langen. Auf Veranlassung und mit gütiger Unterstützung von Herrn Professor K. Schmidt habe ich die Versuche beider Arbeiten wiederholt und die Resultate auf ihre Richtigkeit geprüft. Benutzt wurde hierzu das einwandfrei aufgebaute System für drahtlose Telegraphie auf der physikalischen Versuchsstation Halle-Cröllwitz.[7])

Es wurden untersucht:

1. Die von Zenneck vorgeschlagene, von C. Fischer benutzte Methode[8]) zur Trennung der beiden bei sehr enger Koppelung auftretenden Wellen.

2. Der Einfluss einer Verstimmung des einen Schwingungskreises gegen den zweiten auf den Stromeffekt in beiden Kreisen.

3. Die Abhängigkeit der Dämpfung und des Stromeffektes von der Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis sowohl in zwei geschlossenen Kondensatorkreisen als auch in einem geschlossenen und einem offenen Kreise.

---

1) „Experimentelle Untersuchung gekoppelter Kondensatorkreise“ von Curt Fischer. Strassburg 1906 und Ann. d. Phys. 22, pag. 265. 1907.

2) „Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Systeme“ von Joh. Kaiser. Halle a. S. 1909.

3) Diss. pag. 21 und Zenneck: „Leitfaden der Drahtlosen Telegraphie“ pag. 84, 85.

4) Diss. pag. 20.

5) Diss. pag. 34 und Zenneck: „Leitfaden der Drahtlosen Telegraphie“ pag. 131—132.

6) Diss. pag. 20.

7) Vergl. Kaiser, Diss. Abschnitt I, pag. 5—13.

8) Zenneck „Leitfaden der Drahtlosen Telegraphie“ pag. 127—130 und Fischer: Diss. pag. 11—17.

System A: Primärkreis angeregt durch Funkenstrecke.

a) Zwei geschlossene Kondensatorkreise.

No.	Koppelung	Wellenlänge λ	Kapazität		Selbstinduktion		Eigendämpfung[1]		Aufbau wie	Tabelle[2]	Figur[2]
			C_1	C_2	L_1	L_2	Λ_1	Λ_2			
I.	galv.	765 m	5000 cm	250 cm	29 500 cm	590 000 cm	0,1515	0,0705	Fig. 1a	XVIII. XXI. XXII	6, 31, 32
II.	galv.	950 m	2500 cm	670 cm	90 700 cm	338 500 cm	0,144	0,0635	Fig. 1a	XIX. XXIII	7, 33
III.	induktiv	950 m	2500 cm	670 cm	90 700 cm	338 500 cm	0,144	0,0635	Fig. 1b	XXIV—XXV	34
IV.	induktiv	720 m	2500 cm	3000 cm	52 000 cm	44 000 cm	0,144	0,061	Fig. 2	XI. XXXI	9,19,20,39
V.	induktiv	720 m	2500 cm	333 cm	52 000 cm	396 000 cm	0,144	0,057	Fig. 2	XXX	10, 38

b) ein geschlossener und ein offener Kreis.

No.	Koppelung	Wellenlänge λ	Kapazität		Selbstinduktion		Eigendämpfung[1]		Aufbau wie	Tabelle[2]	Figur[2]
			C_1	C_2	L_1	L_2	Λ_1	Λ_2			
I.	induktiv	570 m	2500 cm	440 cm	33 250 cm	189 000 cm	0,1483	0,075	Fig. 1b	VII—X. XXVI bis XXVII	8, 11—18, 35
II.	induktiv	590 m	2500 cm	440 cm	35 200 cm	200 000 cm	--	—	Fig. 2	II. III	5

System B: Primärkreis angeregt durch Funkenstrecke mit Löschröhre.[3]

Zwei geschlossene Kondensatorkreise.

No.	Koppelung	Wellenlänge λ	Kapazität		Selbstinduktion		Eigendämpfung[1]		Aufbau wie	Tabelle[2]	Figur[2]
			C_1	C_2	L_1	L_2	Λ_1	Λ_2			
I.	induktiv	720 m	2500 cm	3000 cm	52 000 cm	44 000 cm	0,0635	0,061	Fig. 2	IV. V. XII—XVI. XXIX	9, 21—30, 37
II.	induktiv	720 m	2500 cm	333 cm	52 000 cm	396 000 cm	0,0635	0,057	Fig. 2	XXVIII	10, 36

Systeme.

Der besseren Übersicht wegen habe ich die im Verlauf der Untersuchungen angewandten Systeme und Schaltungen in obenstehender Tabelle zusammengestellt. Bei den Ausführungen werde ich auf sie nur mit den ihnen hier gegebenen Nummern verweisen.

Für einen offenen und einen geschlossenen Schwingungskreis ist der Aufbau der gleiche, wie ihn Kaiser in seiner Dissertation[4]) beschrieben und als „Grundriss des Senders 2“ aufgezeichnet hat.

1) Inkl. Messkreis.
2) Diese Zusammenstellungen ergeben den Hinweis, bei welchen Beobachtungen diese Kreise benützt sind.
3) Reine Stosserregung.
4) Kaiser, Diss. pag. 5 - 9.

Das Gleiche gilt von den Messkreisen. Für den geschlossenen Sekundärkreis wurde die Anordnung benützt, wie sie in Fig. 1a, 1b und Fig. 2 meiner Arbeit erläutert ist.

Die galvanische Koppelung, bei der ein Teil des Primärkreises gleichzeitig dem Sekundärkreis angehört, dient ausschliesslich für feste Koppelungen über 5%—75%. Die induktive Koppelung, wie sie Fig. 1b darstellt, bei der der Primärkreis zu beiden Seiten des Sekundärkreises angekoppelt wird, dient zu losen und festeren Koppelungen bis zu 35%; während der nur einseitig angekoppelte Sekundärkreis, wie Fig. 2, ganz lose Koppelungsgrade liefert.

I. Abschnitt.

Methode Zenneck-Fischer zur Trennung der beiden bei fester Koppelung auftretenden Wellen.

Die Methode Zenneck-Fischer beruht auf der Tatsache,[1]) dass, wenn von den beiden sowohl im Primär- als im Sekundärkreis auftretenden Wellen z. B. die beiden kurzen Wellen gleichphasig sind, die Phase der langen Welle im Primär- und Sekundärkreis sich nahezu um 180° unterscheidet. Da die Stromamplitude von der Koppelung der Messkreise abhängig ist, kann man durch Hintereinanderschalten der Messkreise und durch Veränderung ihrer Koppelung es dahin bringen, dass für die Messung die eine Welle verschwindet. Bei Benutzung dieser Methode ergaben sich Schwierigkeiten und Unklarheiten, die C. Fischer in seiner Arbeit nicht erwähnt.

1. Zunächst verschwindet die Schwingung, die durch richtige Koppelung der Messkreise zum Verschwinden gebracht werden soll, bei festen Koppelungen tatsächlich niemals vollkommen, sondern weist im günstigsten Fall noch einen Ausschlag auf, der ungefähr gleich 4% des Ausschlags der andern Schwingung ist und zwar bei einem Dämpfungsunterschiede von 0,01 und einer Koppelung von 10—20% zwischen den beiden Schwingungskreisen. Wir versuchten nun die Dämpfung der beiden Schwingungskreise gleich zu machen, indem wir in den Sekundärkreis Widerstand einschalteten, da nach Drude[2]) für den Fall gleicher Dämpfung des Primär- und des Sekundärkreises die einen Schwingungen annähernd gleichphasig, die anderen um nahe 180° in der Phase verschoben sind. Auch so konnte das Verhältnis nicht besser gestaltet werden. Um endlich die beiden Kreise auch im Aufbau gleich zu machen, erregten wir den Primärkreis nicht mehr durch Funkenstrecke, sondern durch einen Stosskreis mit Wienscher Löschröhre. Dass auch hierbei die zweite Schwingung nicht ganz verschwand, mag wohl an der Verschiedenheit der beiden Messkreise liegen.[3]) Dass bei loseren Koppelungen und verschiedener Dämpfung der Schwingungskreise die eine Welle nicht mehr eliminiert werden kann, ergibt sich auch aus der theoretischen Betrachtung:

Der Index in arabischen Ziffern möge die Beziehung auf die beiden Kreise, der in römischen Ziffern den Hinweis auf die durch Koppelung der Kreise entstehenden Schwingungen ausdrücken. Dann sind die Ströme im 1. bezw. 2. Kreise:[4])

$$i_1 = A_1^{I}\, e^{-\mu t} \sin(\pi n_I t + \varphi) + A_1^{II}\, e^{-\nu t} \sin(\pi n_{II} t + \psi)$$

$$i_2 = A_2^{I}\, e^{-\mu t} \sin(\pi n_I t) + A_2^{II}\, e^{-\nu t} \sin(\pi n_{II} t)$$

wobei $\operatorname{tg}\varphi = \dfrac{\mathcal{A}_2 - \mathcal{A}_1}{2\pi} \cdot \dfrac{1}{k} \dfrac{N}{n_I}$

$\operatorname{tg}\psi = \dfrac{\mathcal{A}_2 - \mathcal{A}_1}{2\pi} \cdot \dfrac{1}{k} \dfrac{N}{n_{II}}$ ist.

1) Vergl. Zenneck „Leitfaden der Drahtlosen Telegraphie“ pag. 86 u. 129.
2) Drude: Ann. d. Phys. 13, pag. 537. Anm. 1904.
3) Vergl. Kaiser, Diss. pag. 9.
4) Vergl, Fischer, Diss. dag. 13.

Es bedeuten μ und ν Konstante, A positive oder negative Amplitudenfaktoren, φ und ψ die Phasenwinkel, Λ_1 und Λ_2 das log. Dekrement des Primär- und Sekundärkreises, N die Wechselzahl der beiden Kreise vor der Koppelung. Die Schwingungen I seien bei nicht sehr kleinem k gleichphasig, die II ungefähr um 180° in der Phase verschoben. Die magnetische Induktion in der Nähe des Systems, von der der Ausschlag im Galvanometer abhängt, wird:[1])

$$M = e^{-\mu t}\,[a_1 A_1^{I} \sin(\pi n_I t + \varphi) + a_2 A_2^{I} \sin(\pi n_I t)] + e^{-\nu t}\,[a_1 A_1^{II} \sin(\pi n_{II} t + \psi) + a_2 A_2^{II} \sin(\pi n_{II} t)]$$

wobei a_1 und a_2 Funktionen des Ortes sind.

Bei entsprechend grossem φ und ψ kann keiner der Summanden mehr gleich 0 gemacht werden; also bestehen bei kleinem k auch bei Anwendung der Methode Fischer-Zenneck beide Wellen nebeneinander fort und lagern sich ebenfalls übereinander. Nehmen wir z. B. als Dämpfungsunterschied beider Kreise 0,1, das ist der ungefähr für unser System zutreffende Unterschied bei Erregung des Primärkreises durch Funkenstrecke, so ergibt sich bei $k = 0{,}1$, d. h. bei 10prozentiger Koppelung: φ = etwa 5°, ψ = etwa 9° und bei $k = 0{,}01$ also einprozentiger Koppelung φ und ψ = ca. 58° (nach Formel S. 9).

2. Bestimmen wir bei ca. 5—15prozentiger Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis die Optimumkoppelung der Messkreise, d. h. diejenige Koppelung, bei der die Amplitude der zweiten Welle im Messkreis möglichst klein ist, so bereitet dies keine Schwierigkeiten, da die beiden Wellen soweit auseinander liegen, dass auch bei sehr kleiner Amplitude der einen Welle im Messkreis ein Anwachsen dieser Amplitude durch Veränderung der Messkreiskoppelungen sofort beobachtet werden kann. Bei mehr als 5% Koppelung lässt sich aber das Verhältnis der Wechselzahlen beider Schwingungen auch sehr leicht ohne die Methode Zenneck-Fischer in einem Messkreis nach Bjerknes bestimmen. Gehen wir nun zu sehr losen Koppelungen über, bei denen sich die Methode Zenneck-Fischer eigentlich bewähren soll, und suchen die Optimumkoppelung der Messkreiskoppelungsspulen zu bestimmen, so finden wir, dass sich bei diesen losen Koppelungen gar nicht genau feststellen lässt, wann die zweite Welle die kleinste Amplitude im Messkreise hat. Von einer bestimmten Messkreiskoppelung an bis zu einer andern, die von der ersten wesentlich verschieden ist, ist nämlich von dem Vorhandensein der zweiten Welle im Messkreis überhaupt nichts zu bemerken, da diese Schwingung mit ab-

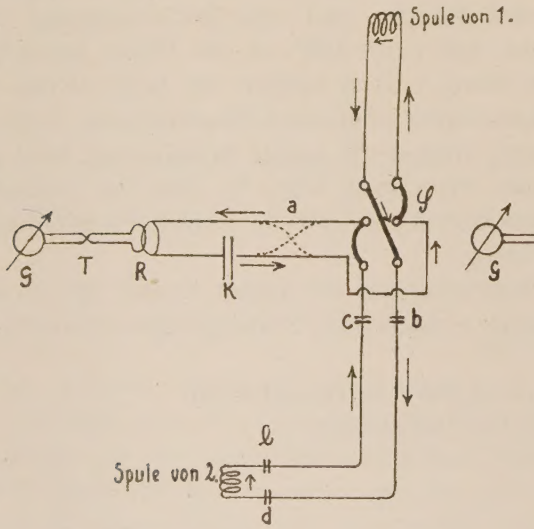


Fig. 3. Schaltung A.

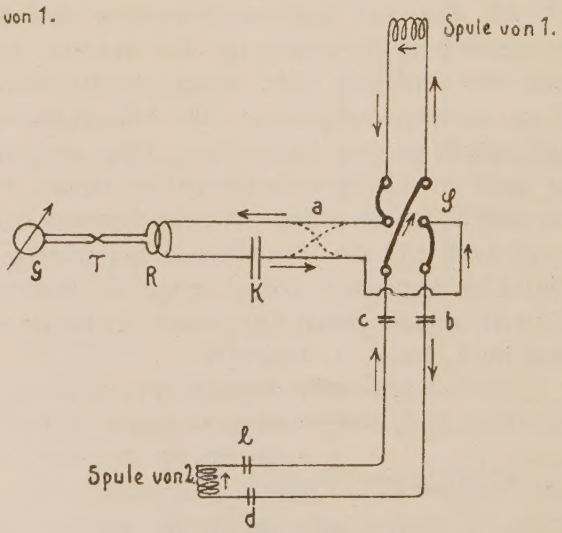


Fig. 4. Schaltung B.

Spule 1 und 2
bedeuten die Koppelungsspulen der Messkreise an den ersten und zweiten Schwingungskreis.

1) Wie man aus den Formeln in Fischers Diss. S. 13 (S. 13, Formel (2) und (1') in der Fussnote) leicht ableitet.

nehmender Amplitude vollkommen von der ersten Schwingung überdeckt wird. Zum Beweise dieser Behauptung verweise ich auf die unter 4. dieses Teiles angeführten Beispiele.[1])

3. Wir hatten in dem Sechsnapf, der zum Einschalten des Drehkondensators in die Messkreise diente, zwei Schaltungsmöglichkeiten, die man aus den nebenstehenden Fig. 3 und 4 ersieht; die erste, Fig. 3, ist im Folgenden kurz mit Schaltung A, die andere, Fig. 4, mit B bezeichnet.[2])

Es ergab sich ein experimenteller Amplitudenunterschied derart, dass bei sonst ganz ungeändertem System die Amplituden der Schaltungen das Verhältnis hatten: $\frac{A}{B} = 2{,}74$. Wir vertauschten nun an den in den Figuren mit a bezeichneten Stellen die Zuleitung zum Kondensator, so dass der Kondensator ebenso wie der Koppelungsring zum Thermoelement in umgekehrtem Sinne durchlaufen wurde. Hierauf hatten wir das Amplitudenverhältnrs $\frac{A}{B} = \frac{320}{125} = 2{,}56$; der Ausschlag ist also bei Schaltung A wieder bedeutend grösser als bei B. Um nun einen etwaigen Strombauch im Messkreis festzustellen, wurde das Thermoelement an den in den Figuren mit b bis e bezeichneten Stellen angekoppelt, indem die Leitung an den betreffenden Stellen durchschnitten wurde, und die beiden Enden durch Zuleitungsdrähte mit dem Koppelungsring R verbunden wurden. Diese Versuche wurden an einem andern Tag bei gleichen Verhältnissen ausgeführt. Das Resultat ist in der folgenden Tabelle I zusammengestellt:

Tabelle I.

Koppelungsstelle d. Thermoelements.	Amplitude bei Schaltung		Amplitudenverhältnis:
	A	B	A : B
gewöhnliche	300	166	1,8
b	243	146	1,67
c	336	170	1,97
d	346	182	1,90
e	305	173	1,77

Die erste Zeile gibt den Ausschlag des Galvanometers bei den gewöhnlich benutzten Messkreisen ohne Unterbrechung der Leitung. Aus der Tabelle ersieht man, dass ein Strombauch im Stromkreis nicht vorhanden ist. Der wirklich massgebende Grund für diese Amplitudendifferenz der beiden Schaltungen konnte nicht ermittelt werden. Es werden jedoch im Laboratorium von Herrn Professor K. Schmidt weitere Untersuchungen hierüber angestellt.

4. Die auffallendste Erscheinung bei Benutzung der Methode Zenneck-Fischer war die folgende: Lässt man die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis vollkommen ungeändert und variiert nur die Koppelung der Messkreise an die Schwingungskreise, so ist das nach Zennecks Methode berechnete Verhältnis der Wechselzahlen der beiden Schwingungen also auch der Koppelungskoeffizient abhängig von der Koppelung der Messkreise trotz der extrem losen Koppelung zwischen Schwingungskreis uud Messkreis, so dass eine Rückwirkung ausgeschlossen ist.[3]) In der folgenden Tabelle II sind die Resultate wiedergegeben, die wir bei Benutzung des Systems A. b. II. mit einem Abstand von 15 cm des Primärkreises vom Sekundärkreis auf beiden Seiten desselben erhielten. Nur im ersten und letzten Punkte ist das Auftreten der andern Welle aus dem auf Seite 11 Zeile 1 angegebenen Grunde zu bemerken. Tatsächlich berechnet sich der Koppelungskoeffizient unter Verwendung der Wechselzahlen

1) Vergl. pag. 12.

2) Es bedeutet: S den Sechsnapf, K den Drehkondensator, R den Koppelungsring für das Thermoelement, T das Thermoelement, G das Galvanometer.

3) Vergl. Kaiser, Diss. pag. 12.

Tabelle II.

Abstand der Spulen des Koppelungstransformators in cm		Berechnete Koppelung in %
Meßkreis I	Meßkreis II	
8	28	4,0 %
8	18	3,8 %
8	8	3,5 %
12	8	3,3 %
17	8	3,0 %
22	8	2,8 %
32	8	2,4 %

der beiden Wellen im Primärkreis zu 4,1 %; im Sekundärkreis ist vom Auftreten einer zweiten Welle noch nichts zu bemerken. Die (hier nicht mitgeteilten) Resonanzkurven sind symmetrisch. In Tabelle III sind die Versuche wiedergegeben unter Benutzung desselben Systems bei einem Abstande der Schwingungskreise von 27 cm beiderseits.

Tabelle III

Abstand der Spulen des Koppelungstransformates in cm		Berechnete Koppelung in %
Meßkreis I	Meßkreis II	
22	8	0,4 %
8	8	0,9 %
8	18	1,2 %

Tragen wir die Abstände der Messkreise von den Schwingungskreisen als Abszissen, die berechneten Koppelungen als Ordinaten auf, so erhalten wir aus Tabelle II eine Beziehung, wie sie uns Fig. 5 zeigt. Man sieht, dass, je mehr der Messkreis dem ersten Schwingungskreise genähert wird oder je weiter der Messkreis vom zweiten Schwingungskreis entfernt wird, desto grösser der Koppelungskoeffizient oder, was dasselbe ist, desto grösser das Verhältnis der Wechselzahlen wird, und zwar nähert sich die Kurve oben und unten einer bestimmten Grenze. Zur Erklärung dieser auffallenden Erscheinung muss ich Folgendes mitteilen: Es war schon immer, besonders bei nicht ganz festen Koppelungen aufgefallen, dass sich das Verhältnis der Wechselzahlen im Primärkreis grösser berechnete als im Sekundärkreis.[1]) Ferner zeigte es sich bei allen Versuchen, dass die Trennung in zwei Wellen im Primärkreis bei bedeutend loserer Koppelung eintrat als im Sekundärkreis.[2]) Da wir die Schuld an dieser Erscheinung in der verschiedenen Dämpfung der beiden Kreise, speziell in der Funkendämpfung des Primärkreises suchten, benutzten wir das System B. I, in dem die beiden Kreise ganz gleich gebaut sind und selbst annähernd gleiche Kapazität, Selbstinduktion und Dämpfung haben. Das Ergebnis ist in Tabelle IV zusammgestellt.

Das Resultat ist dasselbe wie bei früheren Beobachtungen. Das Verhältnis der Wechselzahlen im Primärkreis ist bedeutend grösser als im Sekundärkreis. Nun koppelten wir den Sekundärkreis an den Stosskreis an, sodass der bisherige Sekundärkreis (Kreis 2) Primärkreis, der bisherige Primärkreis (Kreis 1) Sekundärkreis wurde. Der Aufbau der Kreise war sonst derselbe wie oben.

1) Vergl. Fig. 6 und 6.
2) Vergl. Fig. 37—41 und pag. 47.

Tabelle IV.

Abstand der Schwingungskreise in cm	Aus Wechselzahlen berechnete Koppelung	
	im Pr. Kr. (1.) k_1	im Sek. Kr. (2) k_2
25	2,67 %	1,19 %
20	3,73 %	2,67 %
15	5,06 %	4,39 %

Tabelle V.

Abstand der Schwingungskreise in cm	Berechnete Koppelung	
	im Pr. Kr. (2.) k_2	im Sek. Kr. (1.) k_1
25	2,87 %	1,88 %
20	3,83 %	3,03 %

Tabelle V zeigt, dass sich das Verhältnis umkehrt, indem sich das Verhältnis der Wechselzahlen jetzt in dem früheren Sekundärkreis (Kreis 2) grösser berechnet als im früheren Primärkreis (Kreis 1). Aus dieser Umkehr der Verhältnisse ergibt sich, dass das Verhältnis der Wechselzahlen in beiden Kreisen unabhängig von der Dämpfung ist, und, abgesehen von der Koppelung zwischen den Schwingungskreisen, nur abhängt von der Reihenfolge, in der die Kreise angeregt werden. Im zuerst erregten Schwingungskreise ist das Verhältnis der Wechselzahlen grösser als im zweiten. Je fester die Koppelung zwischen den Schwingungskreisen wird, desto geringer wird der Unterschied zwischen den in beiden Kreisen berechneten Koppelungskoeffizienten.

In diesen Tatsachen haben wir ohne weiteres die Erklärung für die unter 4 angegebene Erscheinung. Je mehr der Primärkreis und je weniger der Sekundärkreis auf den Messkreis einwirkt, desto näher kommen wir dem Koppelungskoeffizienten, wie er sich aus dem Primärkreis berechnet, d. h. desto grösser berechnet sich die Koppelung nach Zennecks Methode; je weniger der Primärkreis und je mehr der Sekundärkreis einwirkt, desto kleiner wird der Koeffizient; wir nähern uns dem Verhältnis der Wechselzahlen im Sekundärkreis.

Zum Schlusse seien die Nachteile der Methode Zenneck-Fischer nochmals kurz zusammen gestellt:

1. Die Methode liefert praktisch nicht die Resultate, die man theoretisch erwarten sollte, da sich die Koppelung der Messkreise, bei der die zweite Welle verschwindet, besonders bei losen Koppelungen nicht genau bestimmen lässt.[1])
2. Bei prinzipiell gleichen Schaltungen gibt sie verschiedene Amplitudenwerte.[2])
3. Nach ihr berechnet sich die Koppelung aus den beiden Wellen weder so, wie sie sich mit dem Primärmesskreis, noch so, wie sie sich mit dem Sekundärmesskreis ergibt, sondern sie liefert einen Mittelwert, der je nach dem von der Koppelung abhängigen Stromeffekt in dem einen Kreise sich bald mehr dem Wechselzahlverhältnis des Primärkreises, bald mehr demjenigen des Sekundärkreises nähert, so dass sich die berechneten Koppelungskoeffizienten bei verschiedenen Koppelungen gar nicht vergleichen lassen.[3])

Aus allen diesen Gründen ist die Methode Zenneck praktisch zur Bestimmung der Koppelung nicht verwendbar. Um nun aber doch sehr angenähert den Koppelungskoeffizienten bestimmen zu können, besonders auch für lose Koppelungen, suchten wir eine Beziehung zwischen Koppelungskoeffizient und Windungszahl der dem Primär- und Sekundärkreis gemeinsamen Spule bei galvanischer Koppelung und zwischen Koppelungskoeffizient und Abstand der Koppelungsspulen bei induktiver Koppelung zu gewinnen. Es ergab sich nach Bjerknes Methode,[4]) dass bei galvanischer Koppelung der Koppelungskoeffizient direkt proportional der Zahl der dem Primär- und Sekundärkreis gemeinsamen Windungen der Koppelungsspule ist. Tragen wir also als Abszissen die Zahl der Windungen,

1) Vergl. pag. 9.
2) Vergl. pag. 10 – 11.
3) Vergl. pag. 11 ff.
4) Vergl. Zenneck, „Leitfaden der Drahtlosen Telegraphie," pag. 112—115.

als Ordinaten die nach Bjerknes berechneten Koeffizienten auf, so bekommen wir, wie man aus Fig. 6 und 7 ersieht, eine Gerade. Die ausgezogene Linie gilt für den Primärkreis, die gestrichelte für den Sekundärkreis. Die Linien nähern sich bei fester werdender Koppelung. Fig. 6 gilt für System A. a. I, Fig. 7 für System A. a. II. Indem bei induktiver Koppelung die für festere Koppelungen (3—8%) im Primärkreis experimentell nach Bjerknes gefundene Beziehung auch auf sehr lose Koppelungen ausgedehnt wurde, konnten wir allgemein die Beziehung aufstellen: log k = A. a, d. h. der Logarithmus des Koppelungskoeffizienten ist direkt proportional dem Abstand a der Koppelungsspulen der beiden Schwingungskreise. Tragen wir also den Abstand der Spulen als Abszisse, den Koppelungskoeffizienten als Ordinate auf, so haben wir eine logarithmische Linie. In den Kurven 8—10 ist diese Beziehung gezeichnet, wie sie für die Systeme A. b. I, A. a. IV (B. I) und A. a. V (B. II) gibt. Als Abszissen sind die Abstände der Koppelungsspulen aufgetragen, als Ordinaten zunächst der Logarithmus des bei mittleren Koppelungen im Primärkreis berechneten Koppelungskoeffizienten. Dies ergibt die gerade Linie. Sodann sind die Koppelungskoeffizienten selbst aufgetragen, welche die logarithmische Linie liefern. Bei ganz festen Koppelungen gilt die Beziehung log k = A. a nicht mehr genau. Wie die Kurven dann verlaufen, zeigt der gestrichelte Teil. Bei den in den übrigen Teilen der Abhandlung vorkommenden Tabellen wurde der Koppelungskoeffizient direkt unter Zugrundelegung des Spulenabstands aus der zu dem entsprechenden System gehörigen Kurve abgelesen, wobei freilich eine Abweichung für kleine Koppelungen nicht ausgeschlossen ist.

II. Abschnitt.
Verstimmte Systeme.

Im Laufe der Untersuchungen zeigte es sich, dass die Amplitudenwerte sich oft bei den kleinsten Verstimmungen der beiden Kreise gegen einander bedeutend änderten. Da es nun für die Untersuchung gekoppelter Systeme auf eine möglichst genaue Abstimmung ankam, so war es notwendig, die von Max Wien[1]) begonnenen Untersuchungen über verstimmte Systeme bei starker Koppelung[2]) auch für sehr schwach gekoppelte Kreise fortzuführen.

Die Abstimmung der Systeme geschah in der Weise, dass der Sekundärkreis mit einer gewünschten Wellenlänge hergestellt wurde. Auf diese wurde dann der Primärkreis abgestimmt. Um nun die Abstimmung möglichst genau zu erzielen und den Grad der Verstimmung möglichst exakt festzulegen, mussten zunächst die Messkreise auf einander geaicht werden. Dies geschah nach der von Kaiser[3]) beschriebenen Methode, durch welche man eine Reduktionskurve erhält, wie sie in genannter Dissertation Fig. 2 mitgeteilt ist. Aus dieser Kurve ergibt sich durch einfache Umrechnung die Resonanzstellung des Kondensators für den Primärmesskreis, welche der Frequenz des Sekundärkreises entspricht. In bekannter Weise wird dann durch Zuschalten von Selbstinduktion die Frequenz des Primärkreises solange geändert, bis im Primärmesskreis für die obige Kondensatorstellung ein Maximum des Stromeffekts eintritt. Der Sekundärkreis ist bei dieser Abstimmung abgelegt. Natürlich mussten nun während aller Versuche die Selbstinduktion der Messkreise, und die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis, sowie der Messkreise an die Schwingungskreise und das Thermoelement vollkommen ungeändert bleiben. Hatten wir so eine genaue Abstimmung erreicht, so wurden für beide Kreise die in dem mit ihnen gekoppelten Messkreise auftretenden Resonanzkurven und ausserdem die Kurve für die Schwingung des Primärkreises bei abgelegtem Sekundärkreis aufgenommen.

1) Ann. d. Phys. 25. 1908. pag. 7 ff.

2) Im Sek. Kr. bei k = 18%, im Pr. Kr. bei loserer Koppelung („empfindliche Figur" pag. 21).

3) Kaiser, Diss. pag. 9.

Bei Resonanz des Primärkreises mit dem Sekundärkreis sei die Kondensatorstellung γ_p; nach der Verstimmung des Primärkreises gegen den Sekundärkreis entspreche der Eigenschwingung des Primärkreises die Kondensatorstellung γ'_p. Hieraus wird nun der Grad der Verstimmung durch das Verhältnis $\sqrt{\frac{\gamma_p}{\gamma'_p}} = \frac{n'_p}{n_p} = 1 \pm \varepsilon$ angegeben.

Die folgenden Tabellen (VII—XVI) und Figuren (11—30) zeigen den Einfluss der Verstimmung bei verschiedenen Koppelungen zwischen Primär- und Sekundärkreis und bei verschiedenen Dämpfungen der beiden Kreise auf die Schwingungsamplituden. In den Tabellen zeigt die erste Rubrik den Grad der Verstimmung, die zweite die Maximalamplitude β für den angegebenen Schwingungskreis, die dritte die Kondensatorstellung γ für das Maximum der Resonanzkurve in dem angegebenen Messkreis und endlich die vierte die Kondensatorstellung γ'_p für das Maximum der Welle im Primärkreis bei abgelegtem Sekundärkreis. In den Figuren 11, 13, 15, 17 . . . 27, 29 sind als Abszissen die Verstimmungsgrade $\frac{n'_p}{n_p}$, als Ordinaten die Maximalausschläge β der Resonanzkurven aufgezeichnet; in den Figuren 12, 14, 16 . . . 28, 30 haben wir wieder die Verstimmungsgrade als Abszissen, als Ordinaten aber die Kondensatorstellungen γ für die Maxima der Resonanzkurven. Waren in ein und derselben Figur die Kondensatorgrade für beide Schwingungskreise aufzutragen, so wurden die Werte auf den einen in der Figur angegebenen Messkreis durch die Seite 14 erläuterte Umrechnung bezogen.

Tabelle VI gibt eine Zusammenstellung der bei den einzelnen Tabellen und Figuren angewandten Systeme und der Koppelungen zwischen Primär- und Sekundärkreis, sowie Aufklärung über die Erregung des Systems (ob Funken- oder Stosserregung) und die Eigendämpfungen der beiden Kreise.

Tabelle VI.

Tab.	Fig.	System	K in %[1]	Art der Erregung	Eigendämpfung Λ	
					Pr. Kr.	Sek. Kr.
VII	11—12	A. b. I	3 %	Funkenstrecke	0,1483	0,075
VIII	13—14	A. b. I	4,7 %	„	0,1483	0,075
IX	15—16	A. b. I	8,5 %	„	0,1483	0,075
X	17—18	A b. I	10,3 %	„	0,1483	0,075
XI	19—20	A. a. IV	0,9 %	„	0,144	0,061
XII	21—22	B. I	2,75 %	Stoßerregung	0,0635	0,061
XIII	23—24	B. I	3,8 %	„	0,0635	0,061
XIV	25—26	B. I	7,4 %	„	0,0635	0,061
XV	27—28	B. I	3,8 %	„	0,104	0,061
XVI	29—30	B. I	3,8 %	„	0,0635	0,1255

In Tabelle VII gibt die letzte Reihe die Maximalamplitude für ein ungefähr 3 km entferntes Empfangssystem,[2]) dessen logarithmisches Dekrement 0,140 war; da das Verhältnis sämtlicher Amplitudenwerte im Sekundärkreis zu denjenigen im Empfangssystem konstant = 1,38 ist, so folgt, dass der Messkreis extrem lose gekoppelt ist. In Tabelle XV war in den Primärkreis ein Widerstand von 1 Ω eingeschaltet. In Tabelle XVI war der Widerstand aus dem Primärkreis wieder entfernt und ein gleich grosser in den Sekundärkreis eingeschaltet. In Tabelle XV ist: $\Lambda_1 > \Lambda_2$, in Tabelle XVI $\Lambda_1 < \Lambda_2$.

1) Der Abstand der Koppelungsspulen betrug in: Tab. VII: 20 cm, Tab. VIII: 13 cm, Tab. IX: 5 cm, Tab. X: 1,5 cm, Tab. XI: 40 cm, Tab. XII: 25 cm, Tab. XIII: 20 cm, Tab. XIV: 10 cm, Tab. XV: 20 cm und Tab. XVI: 20 cm.

2) Empfangsstation im physikalischen Institut.

Tabelle VII.

System: A. b. I. Fig. 11—12. $\Lambda_1 > \Lambda_2$ K = 3 %.

$1 \pm \varepsilon$	β			γ			γ'_p Eigenschwingung des Pr. Kr.	β Empfangsstation
	Sek. Kr.	Pr. Kr.		Sek. Kr.	Pr. Kr.			
		K. W.[1]	L. W.[2]		K. W.[1]	L. W.[2]		
1—0,0212	127	82	162	147,1°	140,2°	151,8°	148,7°	95
1—0,0137	150	88	140	147°	139,8°	150,4°	146,5°	110
1—0,0074	185	110	132	146,9°	139,4°	149,2°	144,6°	134
1,001	210	132	107	147°	138,5°	148°	142,3°	151
1,005	169	136	91	146,8°	137,9°	147,8°	141,2°	125
1,010	132	167	71	146,7°	136,7°	147,6°	139,7°	100
1,016	98	196	69	146,7°	135,6°	147,2°	137,9°	78

Tabelle VIII.

System: A. b. I. Fig. 13—14. $\Lambda_1 > \Lambda_2$ K = 4,7 %

$1 \pm \varepsilon$	Sek. Kr.				Eigenschwingung des Pr. Kr. γ'_p
	β		γ		
	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	
1,042	71	153	135,3°	149,5°	126,4°
1,0335	79	187	137,5°	149,5°	128,5°
1,025	96	198	139,7°	149,7°	130,6°
1,0175	114	196	141,1°	150°	132,6°
1,0105	149	204	142,2°	150,6°	134,4°
1,000	174	176	143,0°	150,9°	137,2°
1—0,0075	179	140	144,6°	151,6°	139,4°
1—0,01325	184	123	145,3°	152,3°	141°
1—0,021	189	107	146,2°	153,3°	143,3°
1—0,02825	187	92	146,7°	155,6°	145,4°
1—0,03675	176	75	147	?	148°

Tabelle IX.

System: A. b. I. Fig. 15—16. $\Lambda_1 > \Lambda_2$ K = 8,5 %

$1 \pm \varepsilon$	Sek. Kr.				Eigenschwingung des Pr. Kr. γ'_p
	β		γ		
	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	
1,025	109	139	133,3°	155,7°	131°
1,0175	127	150	134,9°	156°	133°
1,0085	146	157	136,3°	156,8°	135,4°
1,000	160	152	137,6°	157,9°	137,8°
1—0,00675	154?	128?	138,7°	158,6°	139,6°
1—0,01425	168	115	140,1°	159,9°	141,7°
1—0,022	161?	102	141,0°	161,3°	144°
1—0,030	170	91	141,8°	162,7°	146,4°
1—0,038	170	84	142,7°	164,3°	148,8°

1) Kurze Welle.
2) Lange Welle.

Tabelle X.

System: A. b. I. Fig. 17—18. $A_1 > A_2$ $K = 10{,}3\,\%$

$1 \pm \varepsilon$	Sek. Kr.				Eigenschwingung des Pr. Kr. γ'_p
	β		γ		
	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	
1,048	123	137	125°	160,2°	127,2°
1,030	139	139	128°	161,7°	131,6°
1,0225	151	144	129,3°	162,4°	133,6°
1,014	160	142	130,7°	163,1°	135,8°
1,005	155?	120?	132°	164,3°	138,3°
1—0,003	171	125	133,2°	165,8°	140,5°
1—0,0095	174	119	134,3°	166,9°	142,4°
1—0,0165	180	105	135,3°	168,1°	144,4°
1—0,032	183	93	137,5°	170,9°	149,1°
1—0,0455	179	77	139°	175,1°	153,4°

Tabelle XI.

System: A. a. IV. Fig. 19—20. $A_1 > A_2$ $K = 0{,}9\,\%$

$1 \pm \varepsilon$	α		γ		Eigenschw. d. Pr. Kr. γ'_p
	Pr. Kr.	Sek. Kr.	Pr. Kr.	Sek. Kr.	
1,017	311	155	80,2°	101,2°	80,34°
1,0125	296	187	80,65°	101,35°	81,1°
1,0085	285	211	81,45°	101,4°	81,7°
1,00425	282	234	82,4°	101,5°	82,4°
1,000	287	238	83,1°	101,6°	83,1°
1—0,004	298	238	83,65°	101,8°	83,8°
1—0,008	303	225	84,65°	101,8°	84,4°
1—0,012	326	199	85,2°	101,8°	85,1°
1—0,016	328	162	86°	101,9°	85,8°

Tabelle XII.

System: B. I. Fig. 21—22. $A_1 \sim A_2$ $K = 2{,}75\,\%$

$1 \pm \varepsilon$	β				γ				Eigenschw. d. Pr. Kr. γ'_p
	Pr. Kr.		Sek. Kr.		Pr. Kr.		Sek. Kr.		
	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	
1,019	260	45	118	92	78,85°	84,35°	97,2°	102,05°	80°
1,0147	255	55	145	126	79,25°	84,35°	97,65°	102,1°	80,65°
1,01035	209	63	156	135	79,65°	84,7°	98,5°	101,65°	81,35°
1,0063	188	82	162	153	80,1°	84,8°	98,75°	101,7°	82°
1,002	147	98	199	168	80,4°	85,1°	99,45°	102,25°	82,7°
1—0,002	123	121	189	168	80,75°	85,4°	99,9°	102,6°	83,4°
1—0,0065	100	137	166	135	80,85°	85,8°	100,2°	103,3°	84,1°
1—0,0104	73	141	155	116	81,15°	86,2°	100,45°	104°	84,8°

Tabelle XIII.

System: B. I. Fig. 23—24. $A_1 \sim A_2$ K = 3,8%

$1 \pm \varepsilon$	β				γ				Eigenschw. d. Pr. Kr. γ'_p
	Pr. Kr.		Sek. Kr.		Pr. Kr.		Sek. Kr.		
	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	
									80°
1,019	256	45	145	111	78,1°	85,3°	96,2°	102,75°	80,65°
1,0147	240	59	186	126	78,5°	85,35°	96,4°	103,3°	81,35°
1,01035	205	67	187	133	78,85°	85,45°	97,25°	103,5°	82°
1,0063	181	71	201	143	79,3°	85,65°	97,75°	103,7°	82,7°
1,002	159	90	203	137	79,5°	86,1°	98,2°	104,0°	83,4°
1—0,002	138	92	195	123	79,9°	86,4°	98,65°	104,2°	84,1°
1—0,0065	104	98	173	117	80,15°	86,7°	99,05°	104,8°	84,8°
1—0,0104	79	117	176	105	80,35°	87,05°	99,35°	105,2°	85,45°
1—0,0143	66	140	151	93	80,6°	87,6°	99,6°	106°	87,9°
1—0,0248	52	151	128	66	80,9°	88,7°	100°	107,2°	

Tabelle XIV.

System: B. I. Fig. 25—26. $A_1 \sim A_2$ K = 7,4%

$1 \pm \varepsilon$	β				γ				Eigenschw. d. Pr. Kr. γ'_p
	Pr. Kr.		Sek. Kr.		Pr. Kr.		Sek. Kr.		
	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	
1,019	220	58	236	109	75,2°	88,05°	92,25°	107,25°	80°
1,0147	216	60	246	110	75,45°	88,3°	92,7°	107,35°	80,65°
1,01035	255	64	262	119	75,75°	88,5°	93,3°	107,75°	81,35°
1,0063	228	78	270	116	76,2°	88,7°	93,5°	108,05°	82°
1,002	170	78	248	118	76,65°	89,3°	94,2°	108,6	82,7°
1—0,002	164	77	253	105	76,9°	89,5°	94,6°	109°	83,4°
1—0,0065	150	80	258	106	77,2°	90°	94,85°	109,4°	84,1°

Tabelle XV.

System: B. I. Fig. 27—28. $A_1 > A_2$ k = 3,8%

$1 + \varepsilon$	β				γ				Eigenschw. d. Pr. Kr. γ'_p
	Pr. Kr.		Sek. Kr.		Pr. Kr.		Sek. Kr.		
	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	
1,0139	174	78	80	125	78,05°	85,65°	97,3°	103°	80,1°
1,0122	168	91	93	137	78,45°	85,75°	97,5°	103,15°	80,7°
1,008	171	105	108	131	78,75°	85,95°	98,4°	103,4°	81,35°
1,0038	153	115	120	146	79,1°	86,05°	99°	103,65°	82,05°
1,000	128	136	135	142	79,5°	86,2°	99,3°	103,9°	82,65°
1—0,004	121	145	154	146	79,75°	86,45°	99,6°	104°	83,3°
1—0,008	142	156	156	128	80,05°	86,7°	99,7°	104,2°	84°
1—0,0119	120	182	175	136	80,3°	87,1°	99,8°	104,5°	84,6°
1—0,0157	103	201	180	134	80,4°	87,45°	100°	104,8°	85,3°

Tabelle XVI.

System: B. I. Fig. 29—30. $\lambda_1 < \lambda_2$ k = 3,8 %

$1 \pm \varepsilon$	β				γ				Eigenschw. d. Pr. Kr.
	Pr. Kr.		Sek. Kr.		Pr. Kr.		Sek. Kr.		
	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	γ'_p
1,0246	[240	24	157	88	79,15°	86°	97,8°	102°	80,8°
1,0139	167	32	174	131	79,9°	86,3°	98,4°	103,3°	82,1°
1,008	114	40	176	139	80,85°	87,2°	100,5°	105,3°	83,4°
1,000	70	65	181	151	81,8°	87,65°	102,5°	105,5°	84,8°
1—0,0087	58	105	182	182	82,35°	88,55°	103,5°	106,3°	86,25°
1—0,015	35	121	117	131	82,4°	89,4°	104,3°	108,7°	87,3°
1—0,0237	26	152	87	103	83,5°	90,6°	104,3°	109,8°	88,85°

Resultate.

a) für den Primärkreis.

1. Die Dämpfung beeinflusst den Verlauf der Amplitudenkurven im Primärkreis nicht.

2. Bei extrem loser Koppelung[1]) zeigt der Stromeffekt des Primärkreises bei $1 \pm \varepsilon = \frac{n'_p}{n_p} = 1{,}004$ ein Minimum. Nach beiden Seiten steigt die Kurve gleichmässig an.[2]) Dieses Resultat stimmt überein mit dem von K. E. F. Schmidt für die Teslakreise gefundenen; dort zeigt sich nämlich, dass das Minimum des Stromeffekts für den Primärkreis bei kleinerer Frequenz eintritt, als dem Resonanzfalle entspricht.[3])

3. Wird die Koppelung etwas fester, so dass zwar im Primärkreis zwei Wellen auftreten, im Sekundärkreis aber nur eine zu bemerken ist, so haben wir im Primärkreis ein Maximum für die kurze Welle, wenn $n'_p > n_p$ ist, und ein Maximum für die lange, wenn $n'_p < n_p$ ist. Die Amplitudenkurven für die kurze und die lange Welle im Primärkreis schneiden sich, wenn n'_p annähernd $= n_p$ ist; dann sind also die Amplituden der beiden Wellen im Primärkreis gleich gross.[4])

4. Bei weiterer Verstärkung der Koppelung (zwei Wellen in beiden Kreisen) haben wir das Maximum der kurzen Welle dann, wenn $n'_p > n_p$, und das Maximum der langen Welle, wenn $n'_p < n_p$ ist. Der Schnittpunkt der beiden Kurven aber rückt immer mehr nach der Seite, auf der $n'_p < n_p$ ist.[5]) Für den Resonanzpunkt nimmt also die Amplitude der kurzen Welle im Verhältnis zu der der langen immer mehr zu.[6])

5. Quantitativ wurde durch Verstimmung eine Verstärkung des Stromeffekts im Primärkreis bis zu 100 % für die kurze Welle, bis zu 60 % für die lange Welle gegenüber dem Stromeffekt bei Gleichheit der Schwingungszahlen erreicht. Die Verstärkung der kurzen Welle durch Verstimmung war in allen Fällen grösser als die der langen. Bei fester werdender Koppelung nimmt die Verstärkung ab.[7])

Vergleichen wir die Kurven, welche den Einfluss der Verstimmung auf die Maximalamplitude zeigen, mit den entsprechenden, die angeben, wie sich die Kondensatorstellung für das Maximum der Schwingungen mit der Verstimmung ändert, die uns also eine Beziehung zwischen Frequenz und Ver-

1) Nur eine Welle in beiden Kreisen.
2) Vergl. Tab. XI und Fig. 19.
3) Vergl. K. E. F. Schmidt: „Untersuchungen an der Teslamaschine und an Teslakreisen.“ pag. 10.
4) Vergl. Tab. VII und Fig 11.
5) Vergl. Tab. XII—XVI; Fig. 21, 23, 25, 27, 29.
6) Vergl. Teil III, Tab. XXI—XXXI u. Fig. 31—39.
7) Vergl. Wien: Ann. d. Phys. 25. 1908 pag. 27 u. Fig. 9—10.

stimmungsgrad zeigen, so finden wir, dass die Amplitude im Primärkreis ein Minimum für die Schwingung wird, welche möglichst gleiche Frequenz mit der Eigenschwingung des Sekundärkreises hat, und dass ein Maximum für die Amplitude der Welle eintritt, welche möglichst weit von der Resonanz mit der Eigenwelle des Sekundärkreises entfernt ist. Aus diesen Beziehungen zwischen Frequenz und Amplitude kann man im Primärkreis noch nicht auf den Energieverlauf schliessen; denn die Kurven für die Maximalamplituden geben uns zwar ein Bild vom Stromverlauf im Primärkreis aber nicht vom Wattverlauf. Dieser ist wesentlich anders, wie Prof. K. E. F. Schmidt für Teslakreise nachgewiesen hat.[1]) Im Sekundärkreis verlaufen die Energiegrössen analog den Stromgrössen.

Über den Energieverlauf im Primärkreis sollen noch Untersuchungen auf der physikalischen Versuchsstation Halle-Cröllwitz angestellt werden.

b) für den Sekundärkreis.

Im Sekundärkreis ist der Verlauf der Maximalamplituden abgesehen von der Koppelung auch von der Dämpfung der beiden Kreise abhängig. Wir unterscheiden also 3 Fälle: 1. $A_1 < A_2$, 2. $A_1 = A_2$ und 3. $A_1 > A_2$.

1. $A_1 < A_2$. Die Kurven, die die Beziehung zwischen Verstimmung und Frequenz geben, sind nur schwach gekrümmt und nähern sich der Geraden für die Eigenschwingungen des Primärkreises asymptotisch.[2])

Das Maximum der Amplitude[3]) für die kurze Welle des Sekundärkreises rückt nach der Seite, auf der $n'_p > n_p$ ist, das der langen Welle nach der, auf der $n'_p < n_p$ ist.[4]) Die Maxima der beiden Wellen im Sekundärkreis liegen also für $A_1 < A_2$ auf derselben Seite, wie die Maxima der entsprechenden Wellen im Primärkreis.[5])

2. $A_1 = A_2$. Die Kurven, welche die Verschiebung der Kondensatorstellungen für die Maxima der Schwingungen im Sekundärkreis bei den verschiedenen Verstimmungsgraden geben, laufen annähernd denjenigen für den Primärkreis parallel;[6]) sie sind also stärker gekrümmt, wie im Falle 1.

Die grösste Amplitude haben wir bei allen Koppelungsgraden im Falle der Resonanz beider Schwingungskreise und zwar sowohl für die kurze, als für die lange Welle.[7]) Die Amplidute der langen Welle ist für alle Grade der Verstimmung kleiner als die der kurzen Welle. Die Differenz der Amplituden ist um so grösser je fester die Koppelung ist. Bei zunehmender Koppelung werden die Amplitudenkurven breiter; der Einfluss der Verstimmung wird also geringer.

3. $A_1 > A_2$. Wird die Dämpfung des Primärkreises gegenüber der des Sekundärkreises grösser, so werden die Kurven, bei denen als Ordinaten die Kondensatorgrade bei den einzelnen Verstimmungen aufgetragen sind, noch stärker gekrümmt, als in den beiden ersten Fällen.[8])

Das Maximum der Amplitude liegt bei sehr loser Koppelung, d. h. so lange wir im Primär- und Sekundärkreis nur eine Welle haben[9]) oder im Primärkreis zwei und im Sekundärkreis eine,[10]) bei Resonanz der beiden Schwingungskreise. Bei fester werdender Koppelung rückt das Maximum der kurzen Welle nach der Seite, auf der $n'_p < n_p$, das der langen nach der Seite, auf der $n'_p > n_p$ ist. Die Maxima der beiden Wellen im Sekundärkreis liegen also auf entgegengesetzten Seiten als die Maxima der entsprechenden Wellen im Primärkreis.[11])

---

1) Vergl. Schmidt: „Untersuchungen . . .“ pag. 10.
2) Vergl. Fig. 30.
3) Vergl. Fig. 29.
4) Vergl. Wien: Ann. d. Phys. 25. 1908, pag. 17, Fig. 4.
5) Vergl. letzte Zeile dieser Seite.
6) Vergl. Fig. 22, 24, 26.
7) Vergl. Fig. 21, 23, 25.
8) Vergl. Fig. 14, 16, 18.
9) Vergl. Fig. 19.
10) Vergl. Fig. 11.
11) Vergl. weiter oben.

Die quantitative Verstärkung im Sekundärkreis bei Verstimmung gegenüber der Resonanz ist nicht so gross wie im Primärkreis. Immerhin wurde für die kurze Welle eine Verstärkung bis zu 25% beobachtet. Die Zunahme des Stromeffekts war für die lange Welle wieder stets geringer als für die kurze. Auch im Sekundärkreis nimmt bei zunehmender Koppelung die prozentuale Verstärkung ab.[1])

Je loser die Koppelung ist, desto näher liegt der Schnittpunkt beider Amplitudenkurven bei Resonanz. Bei System A. b. I. sind noch bei 4,7prozentiger Koppelung die Amplituden der kurzen und der langen Welle gleich gross. Wird die Koppelung fester, so rückt der Durchschnittspunkt mehr und mehr nach der Seite, auf der $n'_p > n_p$ ist, also nach der entgegengesetzten Seite wie im Primärkreis.[2]) Im Falle der Resonanz wächst also bei zunehmender Koppelung wieder die Amplitude der kurzen Welle gegenüber der der langen. Je fester die Koppelung ist, desto breiter werden die Amplitudenkurven; der Einfluss der Verstimmung nimmt also wieder mit stärker werdender Koppelung ab.[3])

Aus den Kurven, die eine Beziehung zwischen der Frequenz der Schwingungen und den Verstimmungsgraden geben, bestätigt sich die Erfahrung, dass man um so sicherer die Eigenschwingung des Sekundärkreises anregt, je stärker gedämpft der Primärkreis im Verhältnis zum Sekundärkreis ist.

Ein Vergleich dieser Resultate mit den Ergebnissen der wiederholt angeführten Wienschen Arbeit ergibt keinen qualitativen Widerspruch.

III. Abschnitt.

Einfluss der Koppelung auf Dämpfung und Amplitude der durch Koppelung entstehenden Wellen.

Nachdem es im Abschnitt I[4]) gelungen war, ein zum mindesten für Vergleichszwecke brauchbares Mass für die Koppelung gefunden zu haben, und nachdem es nach den unter II gefundenen Resultaten keine Schwierigkeiten mehr bot, die beiden Kreise genau auf einander abzustimmen, konnte zur eigentlichen Aufgabe übergegangen werden, nämlich zur Untersuchung des Einflusses der Koppelung auf Dämpfung und Amplitude der durch Koppelung entstehenden Wellen und zwar für zwei geschlossene Kondensatorkreise und für einen geschlossenen und einen offenen Kreis, für galvanische und induktive Koppelung. Die Systeme waren dieselben wie sie zu Beginn der Ausführungen geschildert sind. Das logarithmische Dekrement wurde nach der Bjerknesschen Methode bestimmt:

a) Einfluss der Koppelung auf die Dämpfung.

Wenn der Messkreis einen variablen Kondensator enthält, wie bei unserm System, berechnet sich die Dämpfung des Oszillators + Messkreises aus der Formel:

$$\Delta' = \Delta'_1 + \Delta'_2 = \pi \frac{C_r - C}{C_r} \sqrt{\frac{J^2_{eff}}{J^2_{reff} - J^2_{eff}}} = \pi \frac{C_r - C}{C_r} \sqrt{\frac{\beta}{\beta_r - \beta}},$$

wobei C_r die Kapazität des Kondensators in Resonanz ist; entsprechend bezeichnet J_{reff} und β_r Stromeffekt bezw. Ausschlag bei Resonanz, J_{eff} bezw. β Stromeffekt und Ausschlag bei einer beliebigen

---

1) Vergl. Wien: Ann. der Phys. 25. 1908, pag. 20—21.
2) Vergl. pag. 19, Zeile 11 v. u.
3) Vergl. Wien: Ann. der Phys. 25. 1908, pag 23.
4) Siehe Fig. 8—10.

Kapazität C. Drücken wir die nach Gerth[1]) gefundene Kapazität des Messkreises durch $\mathfrak{C}$ aus, so ergibt sich als richtiger Dämpfungswert:

$$\Lambda = \Lambda_1 + \Lambda_2 = \pi \frac{(C_r + \mathfrak{C}) - (C + \mathfrak{C})}{C_r + \mathfrak{C}} = \sqrt{\frac{\beta}{\beta_r - \beta}} = \pi \frac{C_r - C}{C_r + \mathfrak{C}} \sqrt{\frac{\beta}{\beta_r - \beta}}.$$

Der aus der Resonanzkurve berechnete Dämpfungswert verhält sich also zum wirklichen Wert wie: $\frac{\Lambda'}{\Lambda} = \frac{C_r + \mathfrak{C}}{C_r}$, der richtige Wert ist: $\Lambda = \Lambda' \frac{C_r}{C_r + \mathfrak{C}}$ und zwar ist er:

für den Primärmesskreis: $\Lambda = \Lambda' \frac{C_r}{C_r + 3{,}5}$

für den Sekundärmesskreis: $\Lambda = \Lambda' \frac{C_r}{C_r + 6}$

Das logarithmische Dekrement musste also mit Hilfe der folgenden Tabelle für alle Dämpfungswerte korrigiert werden.

Tabelle XVII.

C^0_r	$\frac{C_r}{C_r + \mathfrak{C}}$		C^0_r	$\frac{C_r}{C_r + C}$	
	Pr. Kr. $\mathfrak{C} = 3{,}5^0$	Sek. Kr. $\mathfrak{C} = 6^0$		Pr. Kr. $\mathfrak{C} = 3{,}5^0$	Sek. Kr. $\mathfrak{C} = 6^0$
1	0,222	0,143	15	0,813	0,714
2	0,364	0,250	20	0,855	0,769
3	0,463	0,333	30	0,893	0,833
4	0,535	0,400	50	0,935	0,893
5	0,588	0,455	70	0,952	0,922
6	0,633	0,500	100	0,966	0,943
7	0,667	0,538	120	0,971	0,952
8	0,694	0,571	150	0,980	0,962
10	0,741	0,625	180	0,990	0,971

Die Tabellen XVIII und XIX zeigen die Abhängigkeit der Dämpfung von der Koppelung. Die Dekremente sind nach Tabelle XVII korrigiert. Die den Dekrementen beigeschriebenen Zahlen bedeuten die Abweichung δ vom Mittelwert in der dritten Dezimalstelle bei den einzelnen Versuchsreihen. Die in Klammern gesetzten Dekremente blieben bei der Mittelwertsbestimmung unberücksichtigt, da sie aus den übrigen Werten herausfallen. Die Kurven der Tabelle XVIII sind mit System A. a. I, die von Tabelle XIX mit System A. a. II aufgenommen.

Tabelle XVIII.

System: A. a. I.

Zahl[2]) der Wdgn.	K in %	Λ							
		Primärkreis				Sekundärkreis			
		Kurze Welle	$\pm\delta$	Lange Welle	$\pm\delta$	Kurze Welle	$\pm\delta$	Lange Welle	$\pm\delta$
1	8					0,110	+ 8	0,126	±0
2	18					0,0992	— 2,8	0,1235	— 2,5
3	29					0,098	— 4	0,122	— 4
4	40					0,102	±0	0,128	+ 2
5	50					0,101	— 1	0,132	+ 6
Mittelwert						0,102		0,126	

1) Nach F. Gerth: Diss. pag. 9 ist die auch für diese Versuche gültige Kapazität des Sekundärmesskreises + Kapazität des Kondensators in O-Stellung gleich der von 6 Kondensatorgraden des benutzten Drehkondensators. Die Kapazität des Primärmesskreises + Kapazität des Kondensators in O-Stellung entspricht 3,5 Kondensatorgraden.

2) Zahl der dem Primär- und Sekundärkreis gemeinsamen Windungen der Koppelungsspule.

Tabelle XVIII (Fortsetzung).

System: A. a. I.

Zahl der Wdgn.	K in %	Λ							
		Primärkreis				Sekundärkreis			
		Kurze Welle	$\pm\delta$	Lange Welle	$\pm\delta$	Kurze Welle	$\pm\delta$	Lange Welle	$\pm\delta$
5	50	0,108	+ 3	0,119	− 6	0,107	− 3	0,139	+ 5
4	41	0,103	− 2	0,133	+ 8	0,109	− 1	0,134	± 0
3	30	0,101	− 4	0,127	+ 2	0,107	− 3	0,134	± 0
2	19	0,100	− 5	0,125	± 0	0,107	− 3	0,130	- 4
1	9	0,113	+ 8	0,123	− 2	0,119	+ 9	0,134	± 0
Mittelwert		0,105		0,125		0,110		0,134	
1	9	0,106	+ 2	0,120	− 6	(0,123)		(0,120)	
2	20	0,108	+ 4	0,120	− 6	0,110	+ 2	0,134	± 0
3	29	0,101	− 3	0,130	+ 4	0,100	− 8	0,134	+ 0
4	40	0,0995	± 4,5	0,129	+ 3	0,109	+ 1	0,133	− 1
5	50	0,105	+ 1	0,132	+ 6	0,112	+ 4	0,136	− 2
Mittelwert		0,104		0,126		0,108		0,134	
5	50	0,101	− 1	0,123	− 2	0,103	− 4	0,138	+ 7
4	40	0,099	− 3	0,135	+ 10	0,109	+ 2	0,134	+ 3
3	29	0,103	+ 1	0,131	+ 6	0,107	± 0	0,130	− 1
2	20	0,103	+ 1	0,117	− 8	0,104	− 3	0,126	− 5
1	9	0,104	+ 2	0,120	− 5	0,112	+ 5	0,128	− 3
Mittelwert		0,102		0,125		0,107		0,131	

Tabelle XIX.

Sestem: A. a. II.

Zahl der Wdgn.	K in %	Λ							
		Primärkreis				Sekundärkreis			
		Kurze Welle	δ	Lange Welle	δ	Kurze Welle	δ	Lange Welle	δ
11	79	0,093	− 11	0,135	+ 7	0,118	+ 11	0,136	+ 11
10	73	0,099	− 5	0,134	+ 6	0,101	− 6	0,133	+ 8
9	66	0,107	+ 3	0,140	+ 12	0,106	− 1	0,132	+ 7
8	58	0,111	+ 7	(0,157)		0,106	− 1	0,129	+ 4
7	51	0,108	+ 4	0,132	+ 4	0,101	− 6	0,126	+ 1
6	44	0,108	+ 4	0,134	+ 6	0,099	− 8	0,123	− 2
5	37	0,103	− 1	0,123	− 5	0,101	− 6	0,119	− 6
4	30	0,102	− 2	0,125	− 3	0,108	+ 1	0,118	− 7
3	22	0,1065	+ 2,5	0,118	− 10	0,114	+ 7	0,119	− 6
2	14	0,099	− 5	0,117	− 11	0,110	+ 3	0,115	− 10
1	7	0,105	+ 1	0,123	− 5	0,114	+ 7	0,120	− 5
Mittelwert		0,104		0,128		0,107		0,125	
11	79	0,110	− 1	0,153	+ 1	0,119	+ 10	0,140	+ 8
10	73	0,114	+ 3	0,159	+ 7	0,109	± 0	0,137	+ 5
9	66	0,111	± 0	0,161	+ 9	0,108	− 1	0,138	+ 6
8	58	0,114	+ 3	0,166	+ 14	0,111	+ 2	0,141	+ 9
7	51	0,111	± 0	0,160	+ 8	0,110	+ 1	0,134	+ 2
6	44	0,106	− 5	0,152	+ 0	0,106	− 3	0,133	+ 1
5	37	0,111	± 0	0,144	− 8	0,105	− 4	0,127	− 5
4	30	0,105	− 6	0,148	− 4	0,104	− 5	0,119	− 13
3	22	0,114	+ 3	0,141	− 11	0,104	− 5	0,131	− 1
2	14	0,115	+ 4	0,144	− 8	0,1055	− 3,5	0,122	− 10
1	7	(0,136)		0,145	− 7	0,113	+ 4	0,124	− 8
Mittelwert		0,111		0,152		0,109		0,132	

Resultate.

Aus diesen Tabellen geht hervor, dass das Dekrement als unabhängig von der Koppelung zu betrachten ist. Nur in sehr wenig Punkten unterscheidet sich das Dekrement vom mittleren Werte der Beobachtungsreihe um mehr als $5\,^0/_0$, d. h. um einen größeren Betrag als in den Grenzen der Beobachtungsfehler liegt. Nicht einmal bei ganz festen Koppelungen ist ein erheblicher Anstieg des Dämpfungsdekrements zu beobachten. Dieses Resultat stimmt mit dem von Joh. Kaiser[1]) für einen offenen Sender gefundenen überein. Auf keinen Fall sind die Werte in Übereinstimmung mit den theoretisch gefundenen,[2]) wie ja auch C. Fischer[3]) festgestellt hat. Im Gegenteil war das Dekrement der kurzen Welle, also der schnelleren Schwingung, immer kleiner als das der langen Welle.

b) Abhängigkeit des Stromeffektes in den extrem lose gekoppelten Messkreisen von der Koppelung der Schwingungskreise.

Die Tabelle XX gibt eine Übersicht über die wichtigsten Daten der Tabellen XXI—XXXI.

Tabelle XX.

Tabelle	Fig.	System	Erregung des Pr. Kr. durch[4])	Eigendämpfung Λ d. Pr. Kr.	Eigendämpfung Λ d. Sek. Kr.	Max. von β im Sek. Kr. bei K = ?%	Trennung in zwei Wellen tritt ein im Pr. Kr. bei K =	Trennung in zwei Wellen tritt ein im Sek. Kr. bei K =
XXI	31	A. a. I.	F.	0,1515	0,0705	—	—	—
XXII	32	A. a. I.	F.	0,1515	0,105[5])	—	—	—
XXIII	33	A. a. II.	F.	0,144	0,0635	—	—	—
XXIV	—	A. a. III.	F.	0,147	0,0635	—	—	—
XXV	34	A. a. III.	F.	0,147	0,0635	—	—	cr. 35%
XXVI	—	A. b. I.	F.	0,1483	0,075	—	—	—
XXVII	35	A. b. I.	F.	0,1483	0,075	3,5%	3%	4,6%
XXVIII	36	B. II.	St.	0,0635	0,057	1,3%	0,4%	1,8%
XXIX	37	B. I.	St.	0,0635	0,061	?	1,1%	2,3%
XXX	38	A. V.	F.	0,144	0,057	2,3%	1,7%	3,7%
XXXI	39	A. IV.	F.	0,144	0,061	3,8%	2,8%	4,8%

Tabelle XXI.

System: A. a. I. Fig. 31. $\Lambda_1 = 0{,}1515$ $\Lambda_2 = 0{,}0705$.

Zahl der Wdgn.	K in %	β Primärkreis K. W.	β Primärkreis L. W.	β Sekundärkreis K. W.	β Sekundärkreis L. W.
5	50	185	57	188	53
4	40	170	67	146	57
3	29	152	75	135	62
2	18	132	77	118	72
1	8	117	100	108	79
1	8	123	95	123	88
2	18	137	80	126	75
3	29	151	74	135	64
4	40	163	63	150	55
5	50	180	55	168	50

Tabelle XXII.

System: A. a. I. Fig. 32. $\Lambda_1 = 0{,}1515$ $\Lambda_2 = 0{,}105$.

Zahl der Wdgn.	K. in %	β Sek. Kr. K. W.	β Sek. Kr. L. W.
1	8	172	137
2	18	164	102
3	29	186	90
4	40	206	80
5	50	233	72
5	50	235	77
4	40	204	84
3	29	185	92
2	18	168	105
1	8	170	129

1) Vergl. Joh. Kaiser Diss. pag. 20.
2) Vergl. Drude, Ann. der Physik 13. pag. 545.
3) Vergl. C. Fischer Diss. pag. 23.
4) Die Erregung des Systems geschah entweder durch Funkenstrecke (in der Tabelle: F) oder durch Stosskreis mit Wienscher Löschröhre (in der Tabelle: St.).
5) Im Sekundärkreis war ein Widerstand (Manganindraht) von ca. 20 Ω eingeschaltet.

Tabelle XXIII.

System: A. a. II. Fig. 33. $\Lambda_1 = 0{,}144$ $\Lambda_2 = 0{,}0635$.

Zahl der Wdgn.	K in %	β Primärkreis K. W.	β Primärkreis L. W.	β Sekundärkreis K. W.	β Sekundärkreis L. W.
11	79	307	50	300	68
10	73	282	43	284	68
9	66	257	44	268	71
8	58	231	44	234	79
7	51	205	47	220	84
6	44	190	51	211	90
5	37	179	57	181	97
4	30	165	55	170	110
3	22	155	55	149	115
2	14	154	57	127	123

Tabelle XXIV.

System: A. a. III. $\Lambda_1 = 0{,}147$ $\Lambda_2 = 0{,}0635$.

Abstand der Koppelungsspulen in cm	K in %	β Sekundärkreis K. W.	β Sekundärkreis L. W.
5	30	243	99
8	23	215	111
12	17,4	208	122
16	13,2	201	125
22	8,8	195	140
30	5,1	217	161

Tabelle XXV.

System: A. a. III. Fig. 34. $\Lambda_1 = 0{,}147$ $\Lambda_2 = 0{,}0635$

Abstand der Koppelungsspulen in cm	K in %	β Sekundärkreis K. W.	β Sekundärkreis L. W.
50	1,3	283	
45	1,8	243	
40	2,6	113	
30	5,1	54	49
22	8,8	50,5	37
16	13,2	50	34
12	17,4	52	32
8	23	56	29,5
5	30	61,5	26

Tabelle XXVI.

System: A. b. I. $\Lambda_1 = 0{,}1483$ $\Lambda_2 = 0{,}075$.

Abstand d. Koppelungsspulen in cm	K in %	β 1. Versuchsreihe Primärkreis K. W.	β 1. Versuchsreihe Primärkreis L. W.	β 1. Versuchsreihe Sekundärkreis K. W.	β 1. Versuchsreihe Sekundärkreis L. W.	β 2. Versuchsreihe Primärkreis K. W.	β 2. Versuchsreihe Primärkreis L. W.	β 2. Versuchsreihe Sekundärkreis K. W.	β 2. Versuchsreihe Sekundärkreis L. W.
30	1,6	114		119		104		115	
25	2,2	99		177		84		155	
22	2,7	—		—		72		183	
20	3	70		241		59		199	
18	3,4	—		—		59		188	
16	3,9	—		—		60		147	
15	4,15	58		115		—		—	
14	4,4	—	—	—		62	61	94	
12	5,0	70	54	84	84	61	59	76	65
10	5,7	65	57	83	82	—	—	—	—
7	7,2	70	62	68	58	—	—	—	—
5	8,5	73	54	66	54	—	—	—	—

Tabelle XXVII.

System: A. b. I. Fig. 35. $\Lambda_1 = 0{,}1483$. $\Lambda_2 = 0{,}075$.

Abstand der Koppelungsspulen in cm	K in %	β Primärkreis K. W.	β Primärkreis L. W.	β Sekundärkreis K. W.	β Sekundärkreis L. W.	β Empf. Station K. W.	β Empf. Station L. W.
35	1,2	300		83		63	
30	1,6	256		122		92	
25	2,2	214		169		137	
20	3	163		226		183	
17	3,65	152	142	234		186	
15	4,15	156	142	141		114	
12	5	152	140	85	88	71	68
7	7,2	142	136	64	50	50	40

Tabelle XXVIII.

System: B. II. Fig. 36. $\Lambda_1 = 0{,}0635$ $\Lambda_2 = 0{,}057$.

Abstand der Koppelungsspulen in cm	K in %	β			
		Pinärkreis		Sekundärkreis	
		K. W.	L. W.	K. W.	L. W.
85	0,1	360		87	
75	0,17	349		124	
65	0,325	313		203	
55	0,6	261	240	285	
45	1,2	248	234	377	
40	1,55	218	188	361	
35	2	—	—	311	311
30	2,6	—	—	316	311
25	3,4	—	—	287	276
20	4,4	—	—	311	229

Tabelle XXIX.

System: B. I. Fig. 37. $\Lambda_1 = 0{,}0635$ $\Lambda_2 = 0{,}061$.

Abstand der Koppelungsspulen in cm	K in %	β					
		Pr. Kr.		Sekundärkreis			
				1. Versuchsreihe		2. Versuchsreihe	
		K. W.	L. W.	K. W.	L. W.	K. W.	L. W.
60	0,43	—		47		—	
50	0,53	353		110		50	
45	0,74	—		168		79	
40	1	263		240		116	
35	1,35	230	192	304		163	
30	1,95	193	137	329		200	
25	2,7	182	128	337	284	211	189
20	3,8	180	114	329	235	215	158
15	5,2	160	98	337	186	—	—
10	7,5	166	80	—	—	—	—
5	12	160	62	—	—	—	—

Tabelle XXX.

System: A. a. V. Fig. 38. $\Lambda_1 = 0{,}144$ $\Lambda_2 = 0{,}057$

Abstand d. Koppelungsspulen in cm	K in %	β			
		Primärkreis		Sekundärkreis	
		K. W.	L. W.	K. W.	L. W.
∞	0	383		0	
70	0,20	360		25	
60	0,425	337		47	
50	0,8	305		99	
45	1,2	279		149	
40	1,55	246		213	
35	2	210	210	286	
30	2,6	186	149	275	
25	3,4	165	158	150	
20	4,4	178	148	89	96
15	5,9	—	—	70	72

Tabelle XXXI.

System: A. a. IV. Fig. 39. $\Lambda_1 = 0{,}144$ $\Lambda_2 = 0{,}061$.

Abstand d. Koppelungsspulen in cm	K in %	β			
		Primärkreis		Sekundärkreis[1])	
		K. W.	L. W.	K. W.	L. W.
70	0,23	269		59	
60	0,43	264		119	
57	0,46	258		154	
50	0,53	255		277	
45	0,74	240		453	
40	1	213		662	
35	1,35	187		984	
30	1,95	146		1345	
25	2,7	108		1826	
20	3,8	79	74	2003	
19	4,05	—	—	2052	
18	4,35	—	—	1638	
17	4,6	—	—	1655	
16	4,9	—	—	1237	
15	5,2	—	—	1035	1002
13	6	—	—	930	926

Resultate.

a) Extrem lose Koppelung.

1. Die Amplitude im Sekundärkreis steigt mit zunehmender Koppelung bis zu einem bei sehr loser Koppelung liegenden Maximum, um dann noch steiler als beim Aufstieg wieder abzufallen.[2])

2. Die Lage des Maximums bezüglich der Koppelung ist abhängig vom Dämpfungsdekrement beider Kreise, und zwar scheint die Dämpfung des Sekundärkreises mehr Einfluss zu haben als die des Primärkreises.[3])

Diese beiden Resultate sind in Übereinstimmung mit den von C. Fischer gefundenen.

1) Im Sekundärkreis musste die Amplitude viermal reduziert werden.
2) Vergl. C. Fischer: Diss. pag. 33.
3) Vergl. C. Fischer: Diss. pag. 36.

3. Die Amplitude des Primärkreises fällt während des Anstiegs im Sekundärkreis rasch ab. Von der Stelle des Maximums im Sekundärkreis ab geht der Abfall wesentlich langsamer vor sich.

4. Der Koppelungsgrad, bei dem sich die Welle im Primär- und Sekundärkreis in zwei Wellen trennt ist ebenfalls abhängig vom Dekrement des Systems, und zwar tritt die Trennung im Primärkreis bei um so festerer Koppelung auf, je grösser dieses Dekrement ist. Im Sekundärkreis tritt die Trennung immer bei einer um $1\,^1/_2$—2 Prozent festeren Koppelung auf als im Primärkreis.

b) Feste Koppelung.

Bei festeren Koppelungen ist der Amplitudenverlauf in beiden Kreisen der gleiche, und zwar steigt die Amplitude der kurzen Welle in beiden Kreisen gleichmässig an, die der langen fällt ebenso ab. Die kurze Welle hat im Gegensatz zu Fischer stets grössere Amplitude.[1]) Dieses Resultat ist in Übereinstimmung mit dem von Joh. Kaiser[2]) gefundenen.

Zusammenfassung.

Die Resultate der Untersuchungen sind folgende:

1. Die Methode Zenneck-Fischer ist praktisch zur Koppelungsbestimmung nicht verwendbar, da
   a) die Koppelung der Messkreise, bei der die zweite Welle verschwindet, besonders bei losen Koppelungen nicht genau bestimmt werden kann.
   b) sich bei prinzipiell gleichen Schaltungen verschiedene Amplitudenwerte ergeben.
   c) die berechneten Koppelungskoeffizienten bei verschiedenen Koppelungen nicht vergleichbar sind.
2. Es wurden nach den Gleichungen:
   $k = Az$ für galvanische Koppelung (z = Zahl der gemeinsamen Windungen) und
   $\log k = A\,a$ für induktive Koppelung (a = Abstand)
   Normalkurven gezeichnet, um ein Mittel zur möglichst genauen Koppelungsbestimmung besonders für lose Koppelungen zu erhalten.
3. Das Verhältnis der Wechselzahlen berechnet sich in dem zuerst angeregten Kreise stets grösser als im Sekundärkreis. Der Unterschied ist bei losen Koppelungen grösser als bei festen.
4. Es wurde der qualitative und quantitative Einfluss der Verstimmung auf den Stromeffekt im Primär- und Sekundärkreis bei verschiedener Dämpfung und Koppelung des Systems festgestellt.
5. Die Amplitude im Primärkreis wird ein Minimum für die Schwingung, welche möglichst gleiche Frequenz mit der Eigenschwingung des Sekundärkreises hat, und ein Maximum für die Welle, welche möglichst weit von der Eigenschwingung des Sekundärkreises entfernt ist.
6. Das Dämpfungsdekrement der Wellen ist unabhängig von der Koppelung. Das Dekrement der kurzen Welle war stets kleiner als das der langen.
7. Es wurde die Abhängigkeit des Stromeffekts in den extrem lose gekoppelten Messkreisen von der Koppelung der Schwingungskreise bei verschiedener Dämpfung beider Kreise festgestellt.

1) Vergl. Fischer: Diss. Fig. 13a — d. 2) Vergl. Kaiser: Diss. pag. 18—19.

Am Schlusse dieser Arbeit erlaube ich mir, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. K. Schmidt, für die freundliche Anregung zu dieser Arbeit und die dauernde Unterstützung bei derselben meinen verbindlichsten Dank auszusprechen. Auch den Assistenten des Herrn Professor Dr. K. Schmidt, Herrn Dr. J. Kaiser und Herrn Dr. F. Gerth danke ich vielmals für die Unterstützung bei Ausführung der Versuche.

Lebenslauf.

Geboren bin ich, Johann Georg Gustav Wilhelm Bierlein, lutherischer Konfession, am 14. Dezember 1884 zu Wieseth, Bez.-A. Feuchtwangen in Bayern, als Sohn des Lehrers Georg Bierlein und dessen Ehefrau Marie, geb. Häberlein. Im Juli 1902 absolvierte ich das Progymnasium in Weissenburg in Bayern und im Juli 1905 das humanistische Gymnasium zu Erlangen. Darauf widmete ich mich dem Studium der Mathematik und Physik an den Universitäten Erlangen und Halle. Das examen rigorosum bestand ich am 6. Febr. 1911.

Ich hörte die Verlesungen folgender Herren Professoren:

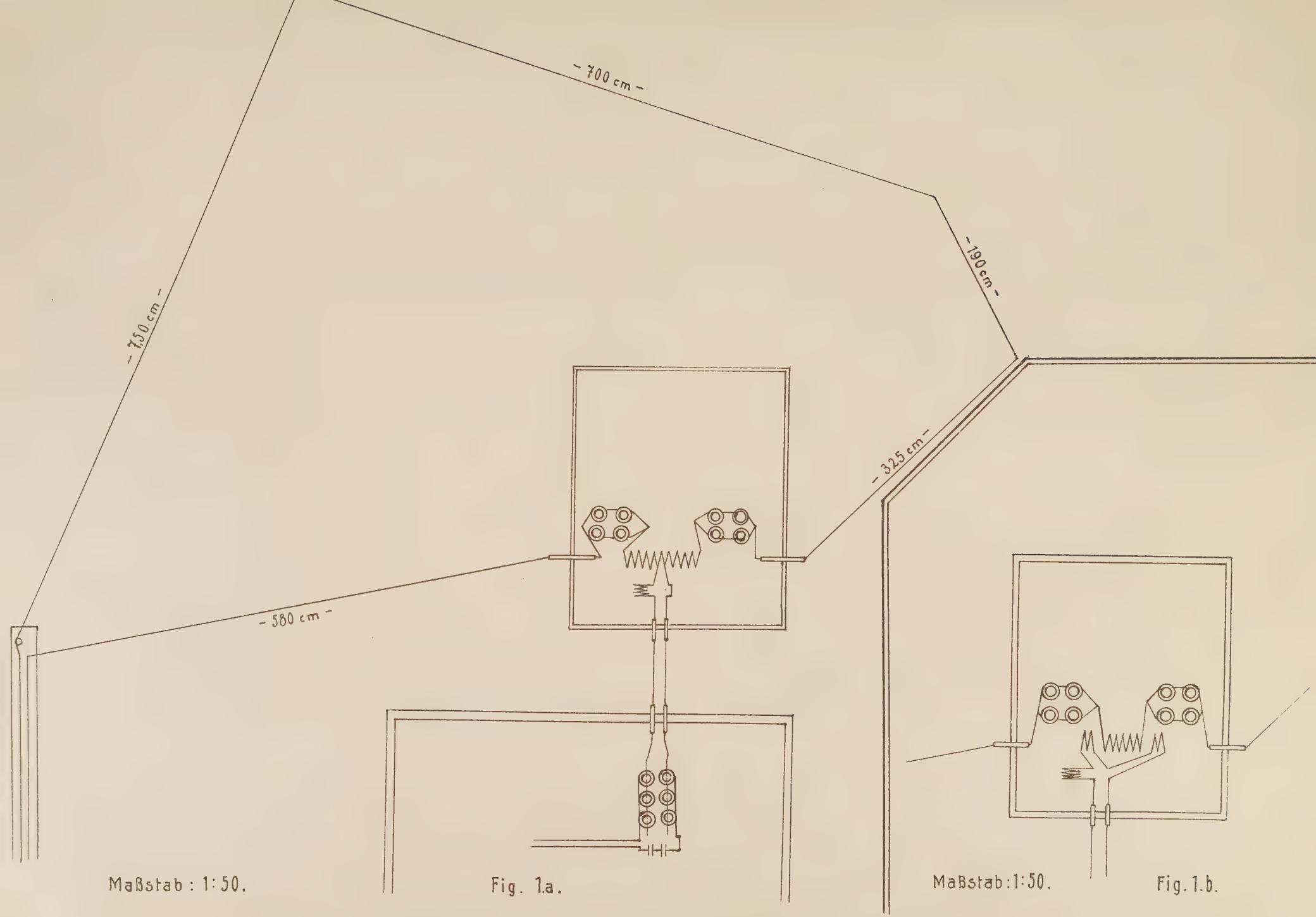
in Erlangen:

Bulle, Falckenberg, Fischer, Fleischmann, Gordan, Noether, Solereder, Wiedemann.

in Halle:

Dorn, Fries, Gutzmer, Martiny, Meumann, K. Schmidt, Wangerin.

Ihnen allen meinen ergebensten Dank!

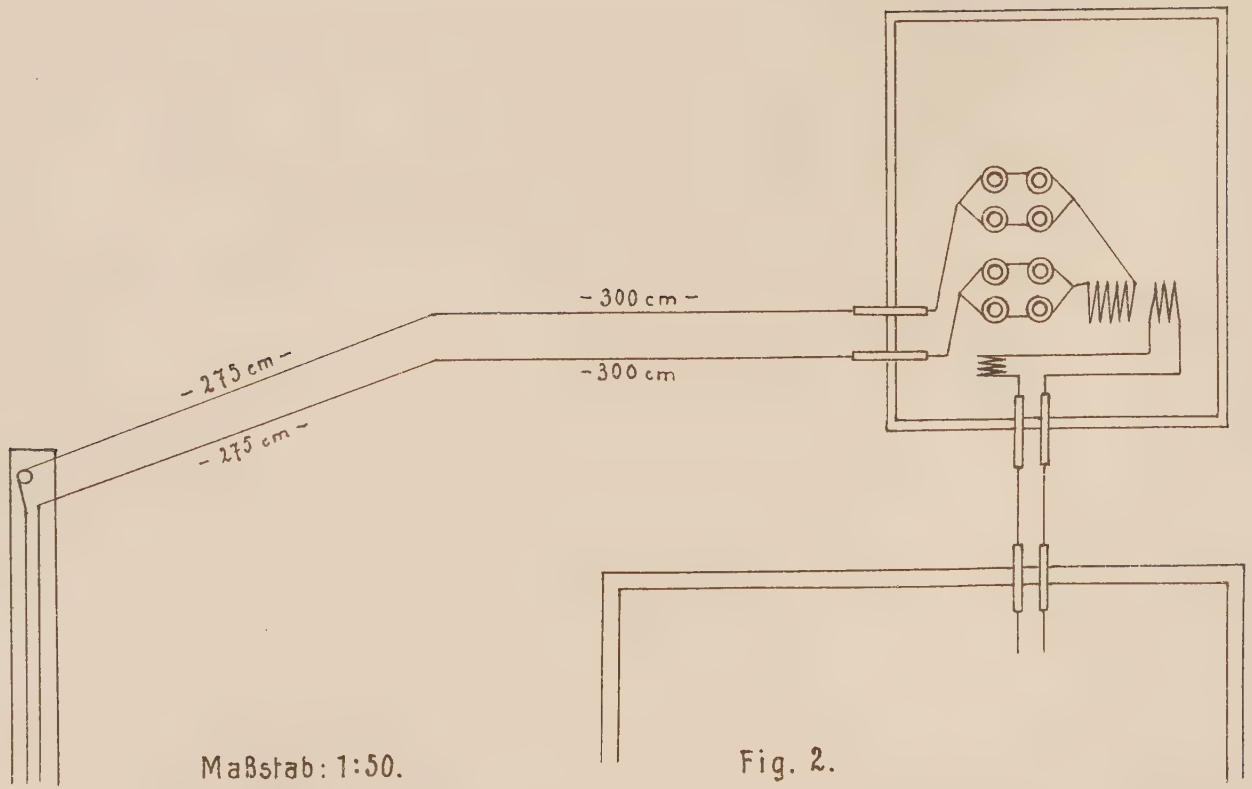


Maßstab : 1:50.

Fig. 1.a.

Maßstab: 1:50.

Fig. 1.b.



Maßstab: 1:50.

Fig. 2.

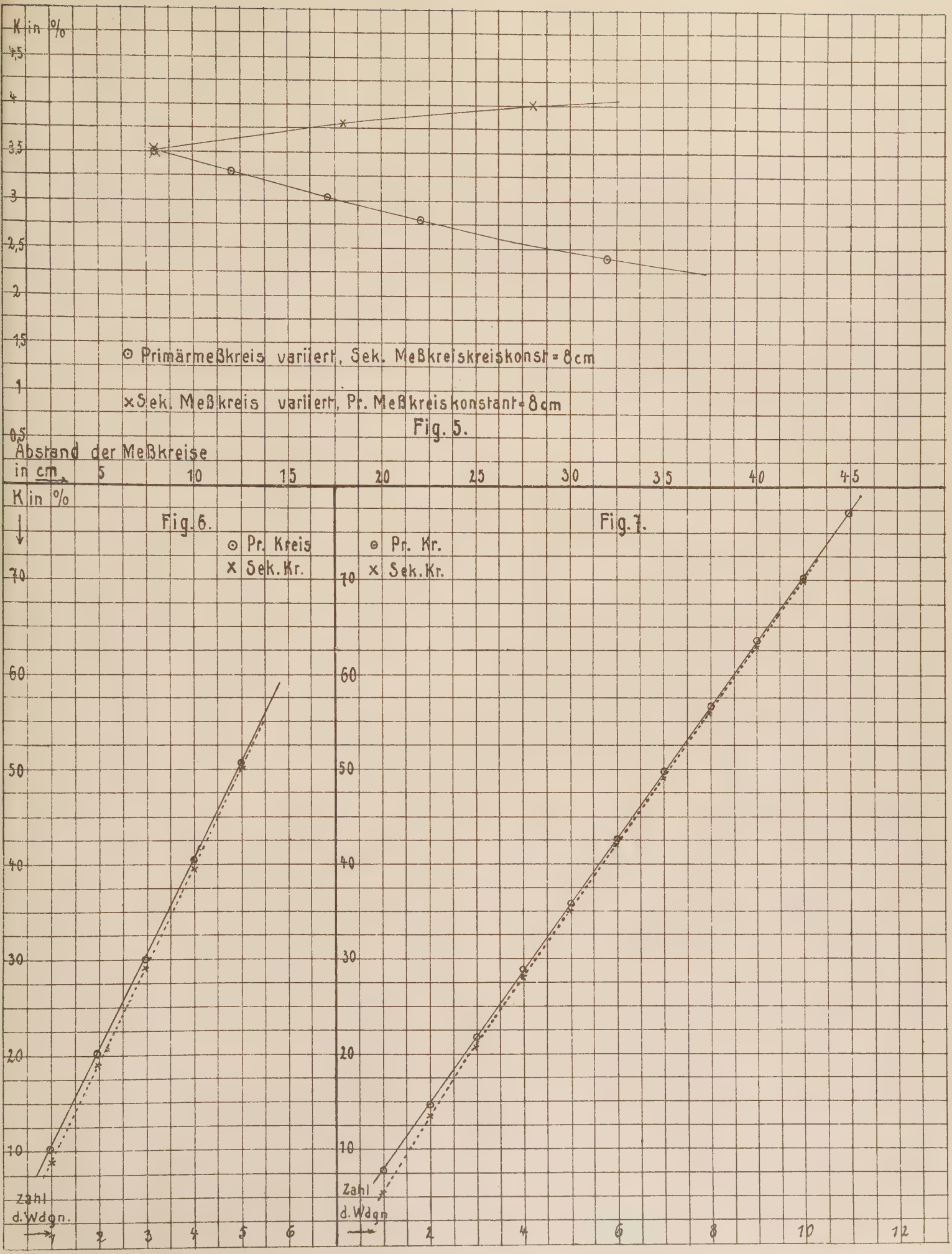
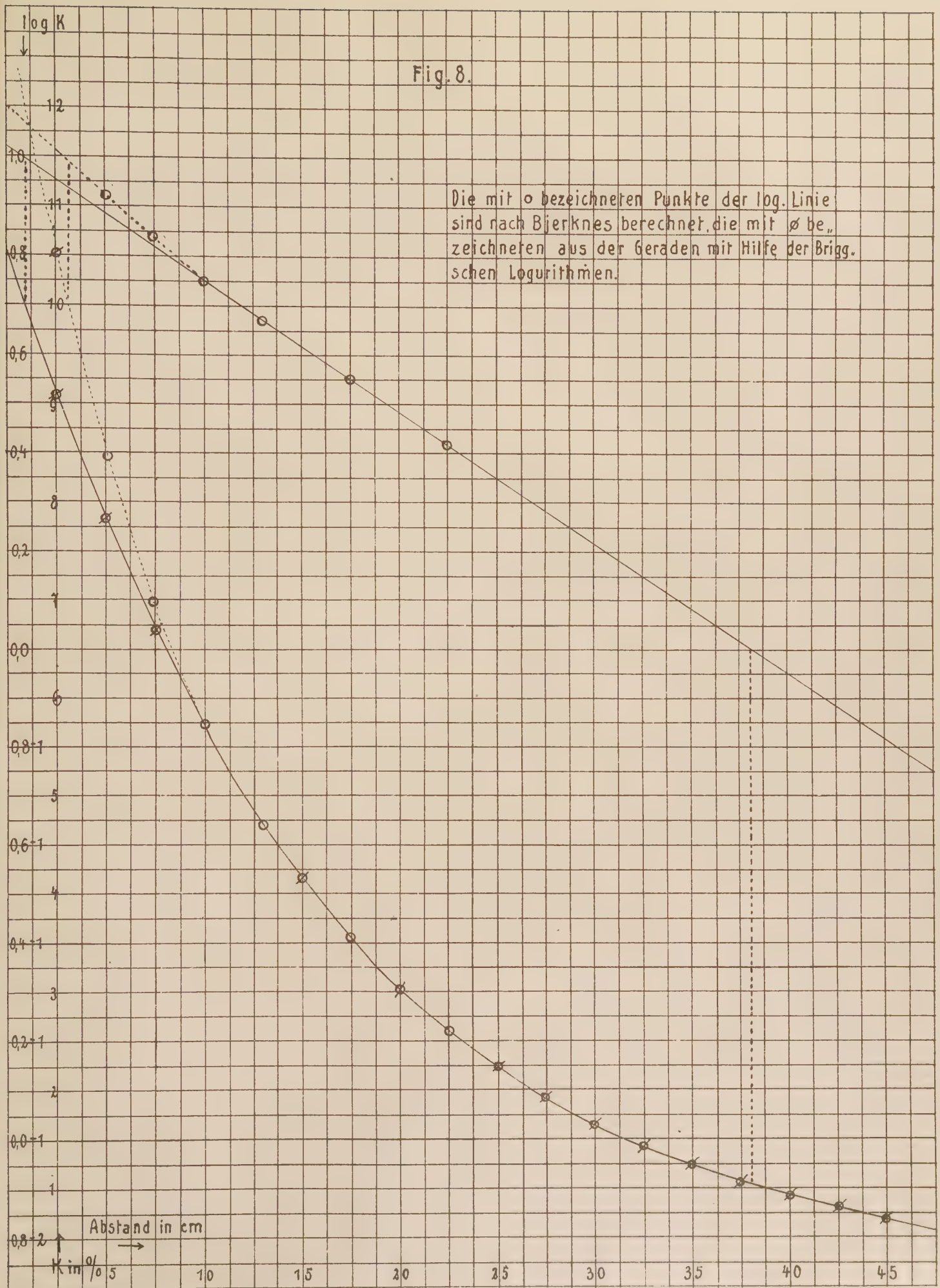

K in %
4,5
4
3,5
3
2,5
2
1,5
1
0,5
⊙ Primärmeßkreis variiert, Sek. Meßkreiskreiskonst = 8 cm
× Sek. Meßkreis variiert, Pr. Meßkreiskonstant = 8 cm
Abstand der Meßkreise in cm
5
10
15
20
25
30
35
40
45

Fig. 5.

K in %
Fig. 6.
⊙ Pr. Kreis
× Sek. Kr.
70
60
50
40
30
20
10
Zahl d. Wdgn.
1
2
3
4
5
6

Fig. 7.
⊙ Pr. Kr.
× Sek. Kr.
70
60
50
40
30
20
10
Zahl d. Wdgn
2
4
6
8
10
12


log K
Fig. 8.
Die mit o bezeichneten Punkte der log. Linie sind nach Bjerknes berechnet, die mit ø bezeichneten aus der Geraden mit Hilfe der Brigg. schen Logarithmen.
1,2
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0,0
0,8-1
0,6-1
0,4-1
0,2-1
0,0-1
0,8-2
Abstand in cm
K in %
5
10
15
20
25
30
35
40
45

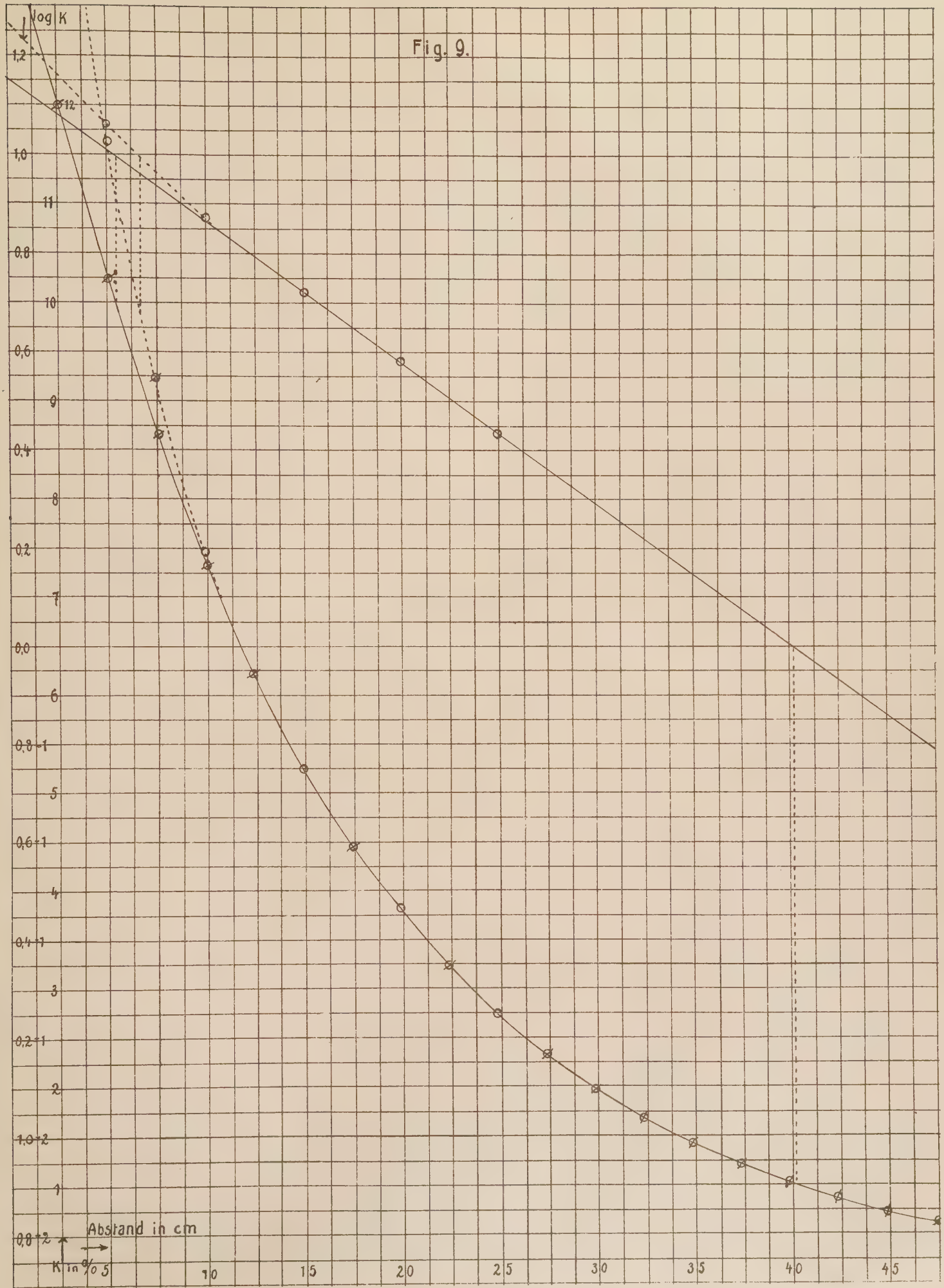
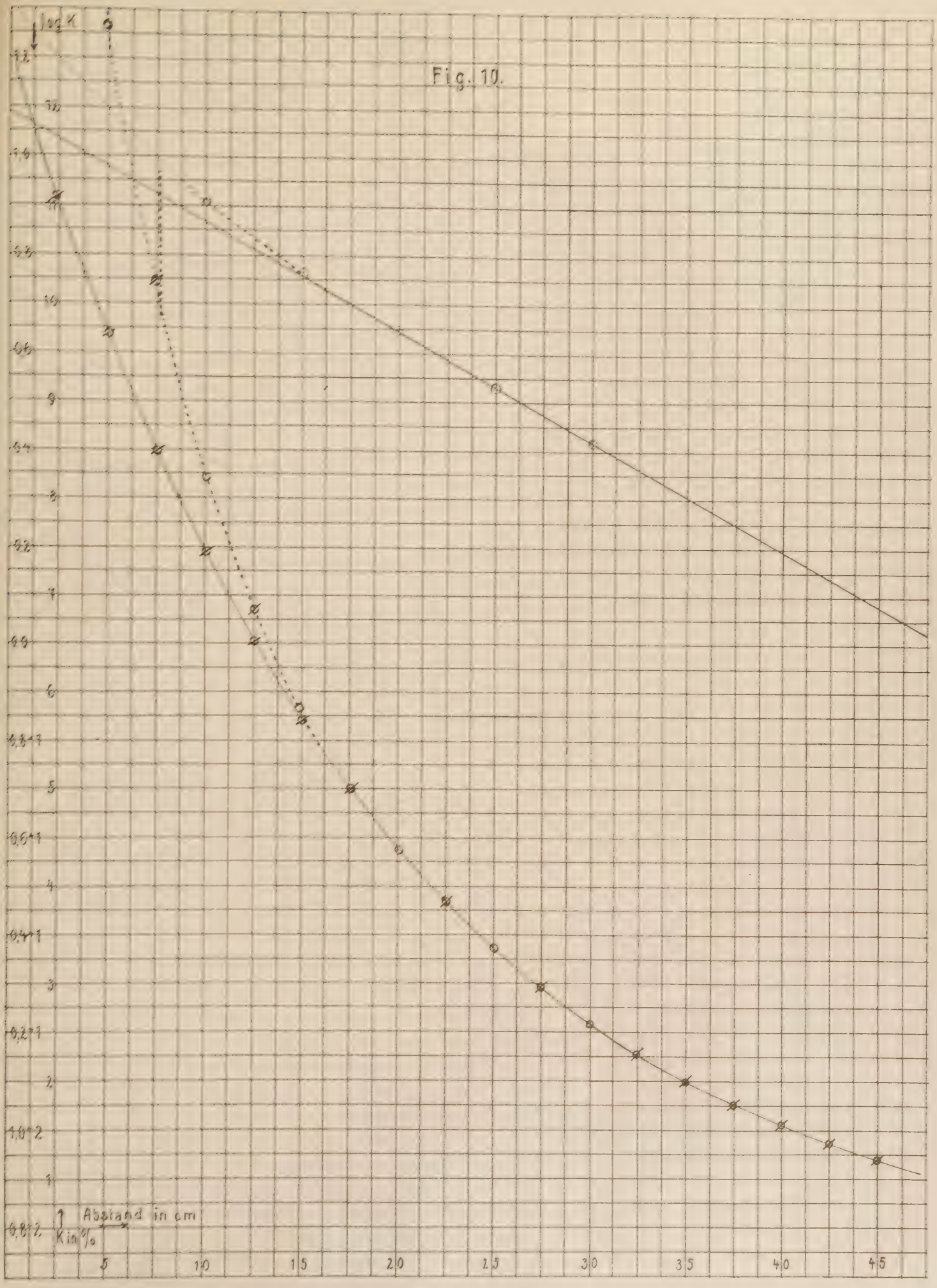

log K
1,2
12
1,0
11
0,8
10
0,6
9
0,4
8
0,2
7
0,0
6
0,8+1
5
0,6+1
4
0,4+1
3
0,2+1
2
1,0+2
1
0,8+2
K in %
5
10
15
20
25
30
35
40
45
Abstand in cm

Fig. 9.


log K
Fig. 10.
Abstand in cm
K in %
5
10
15
20
25
30
35
40
45

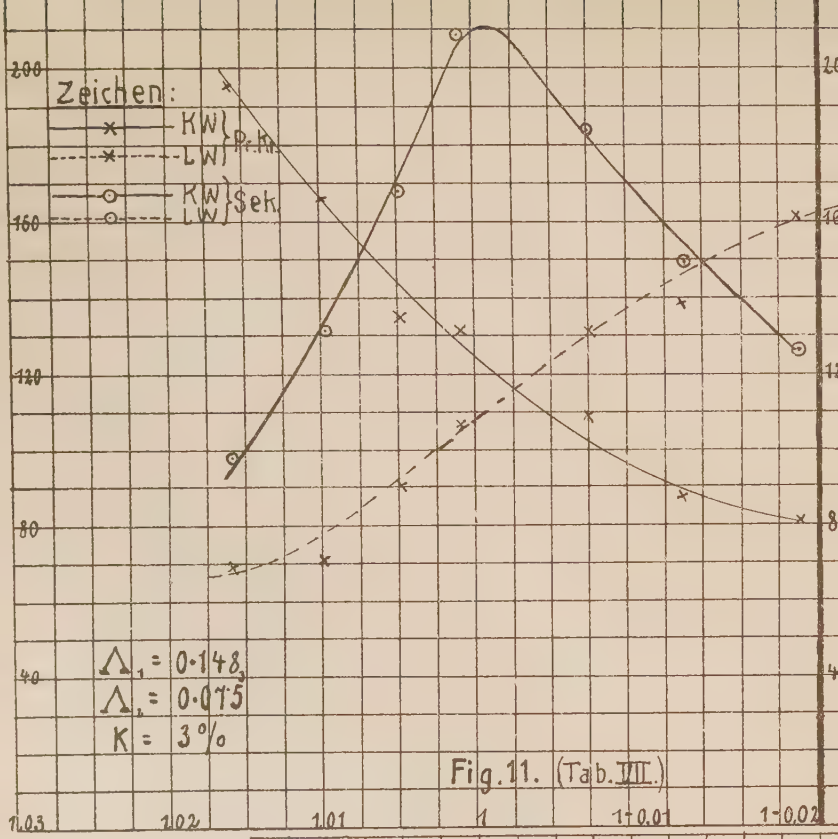


Fig. 11. (Tab. VII.)

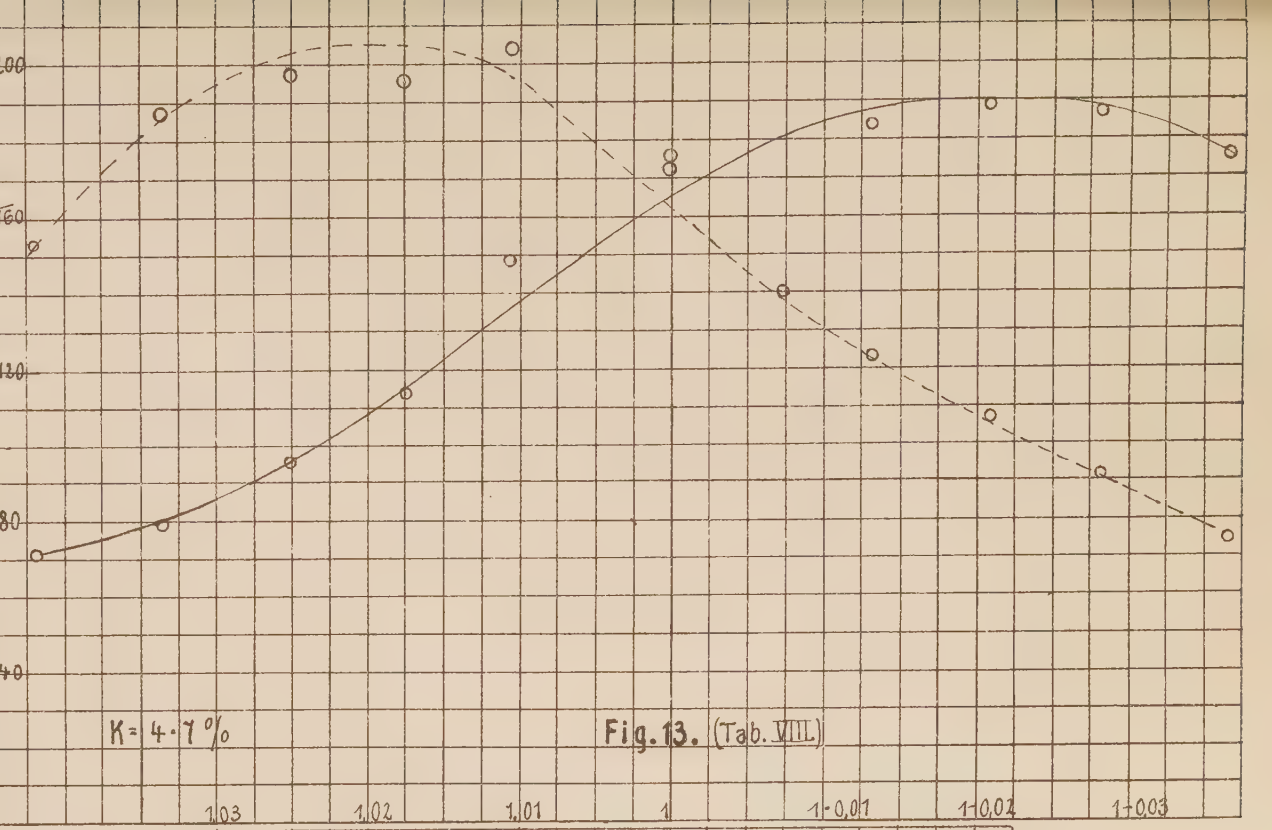


Fig. 13. (Tab. VIII.)

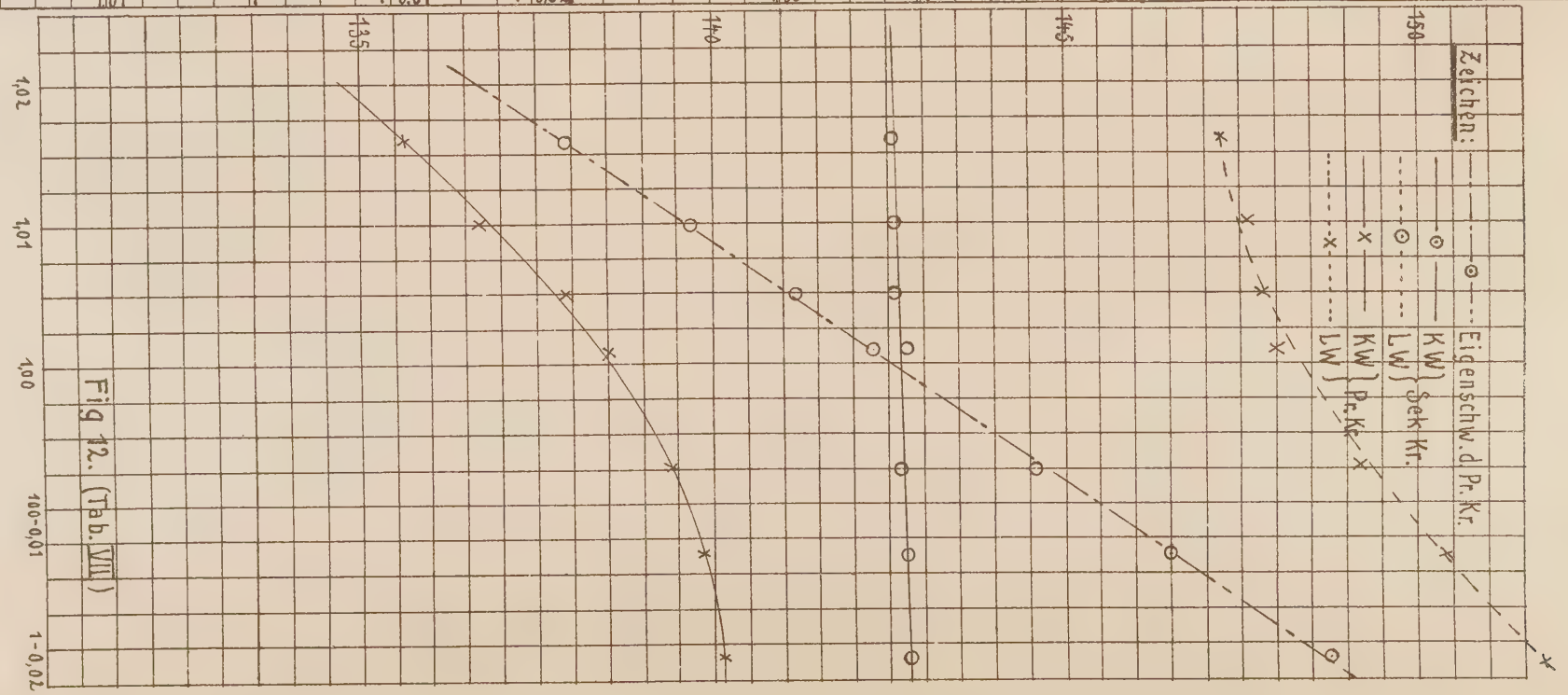


Fig. 12. (Tab. VIII.)

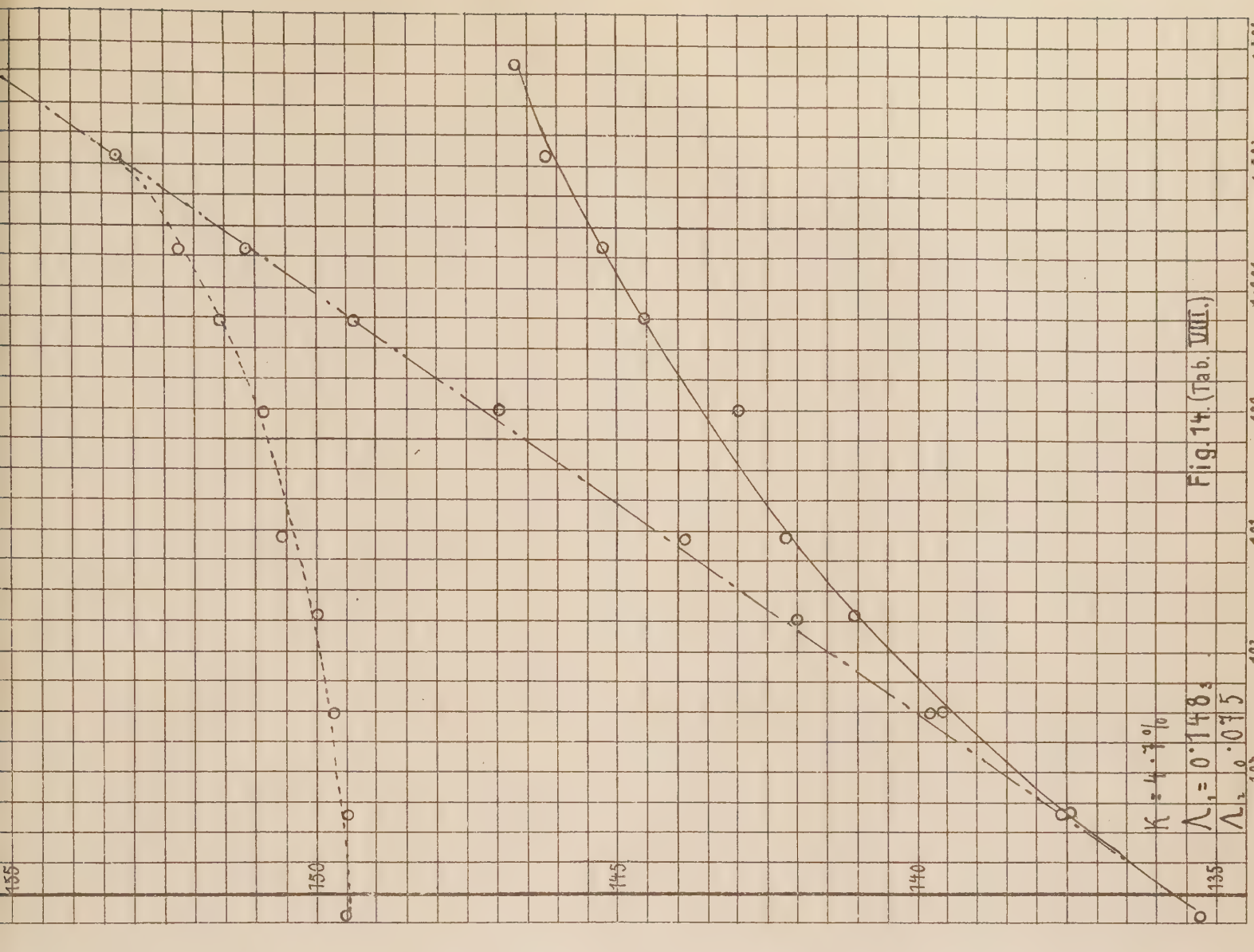
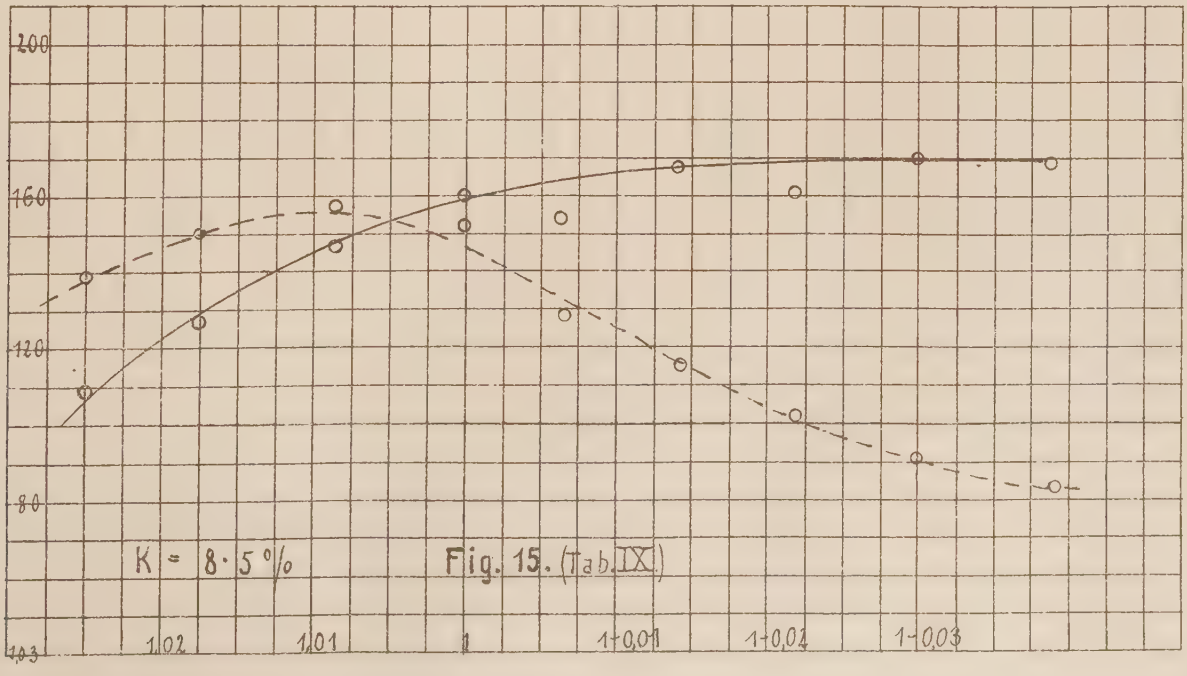


Fig. 14. (Tab. VIII.)



K = 8·5 %

Fig. 15. (Tab. IX.)

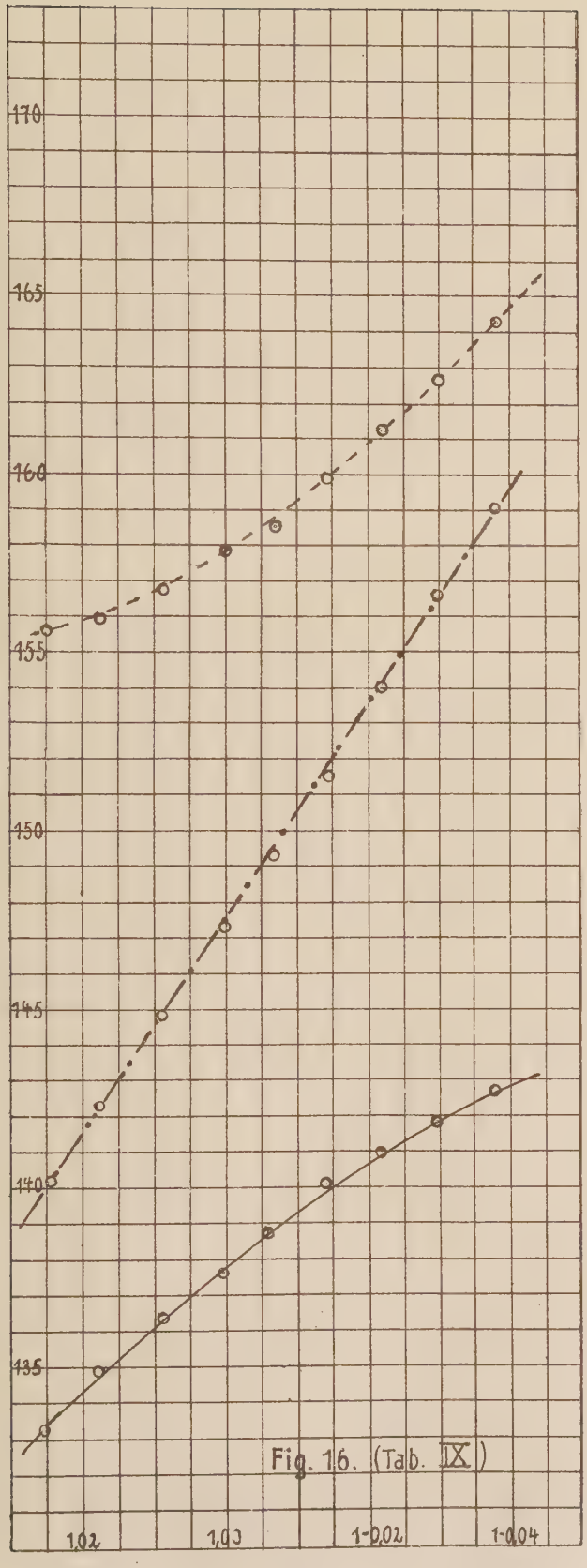


Fig. 16. (Tab. IX)

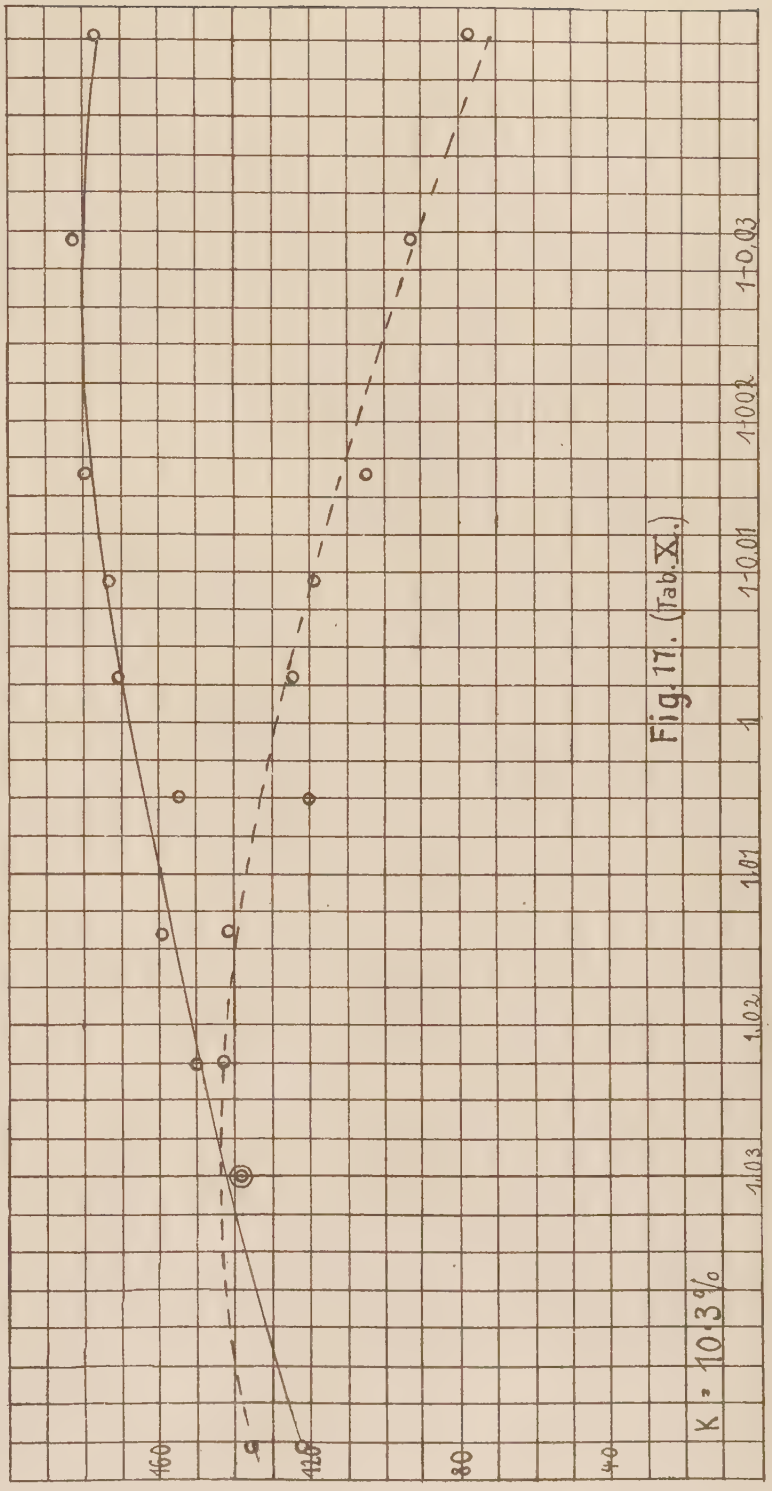


Fig. 17. (Tab. X.)

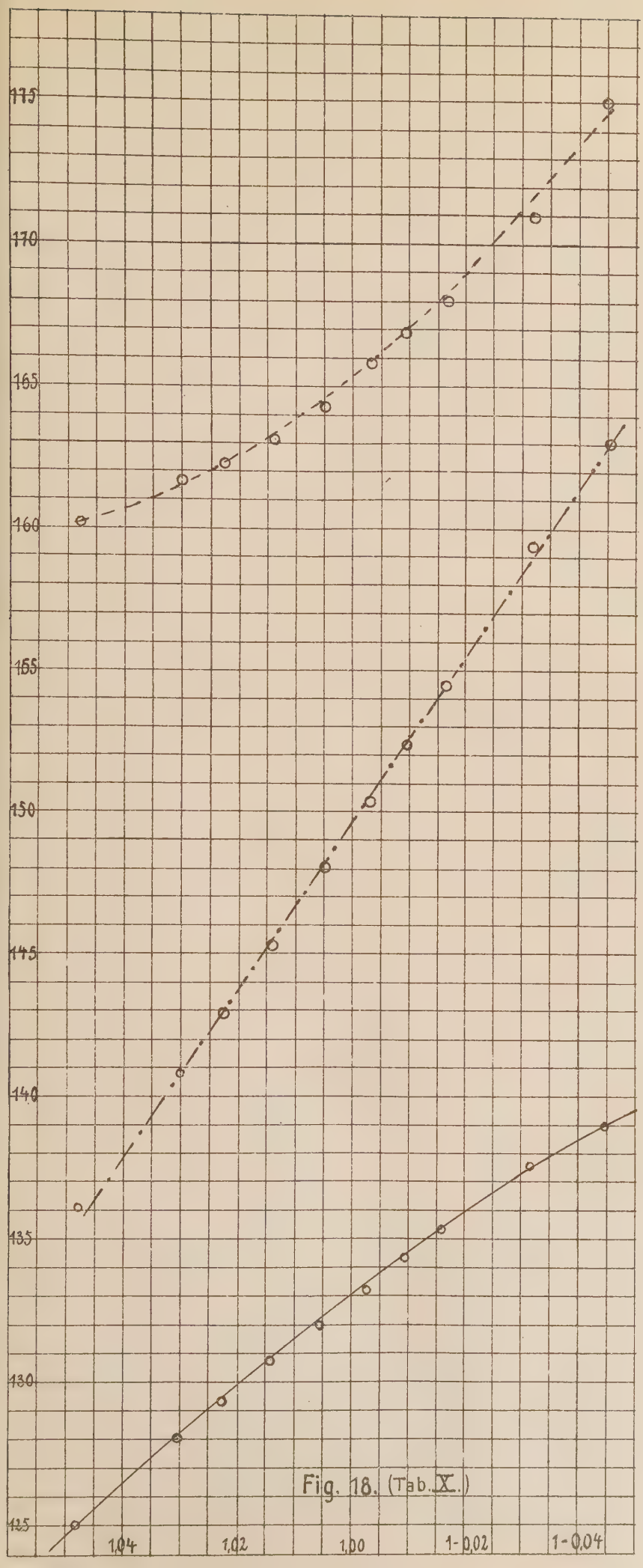


Fig. 18. (Tab. X.)

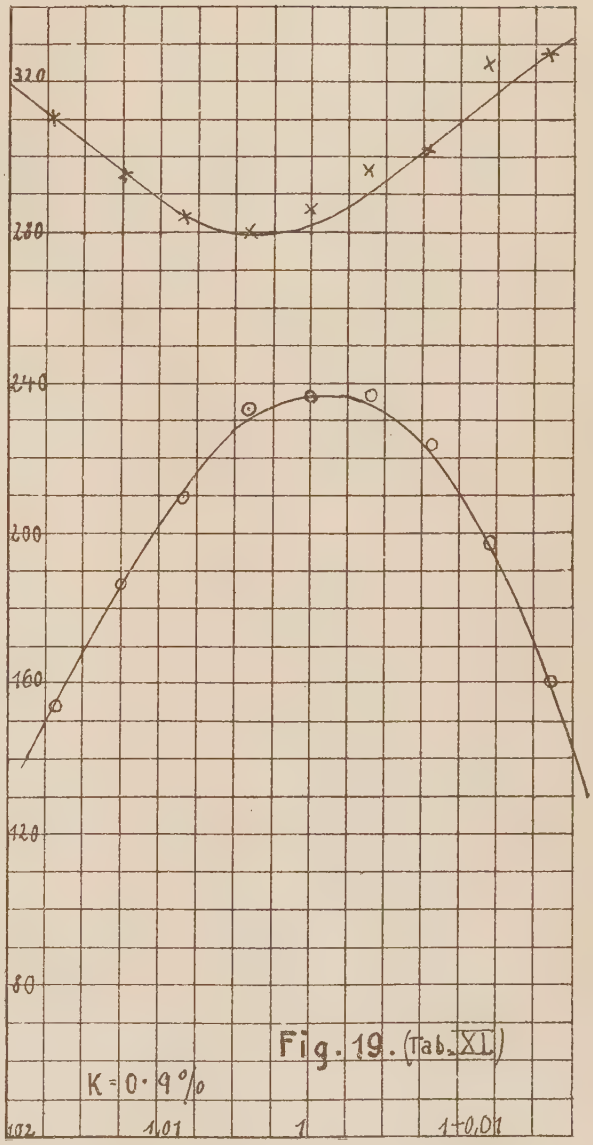


Fig. 19. (Tab. XI.)

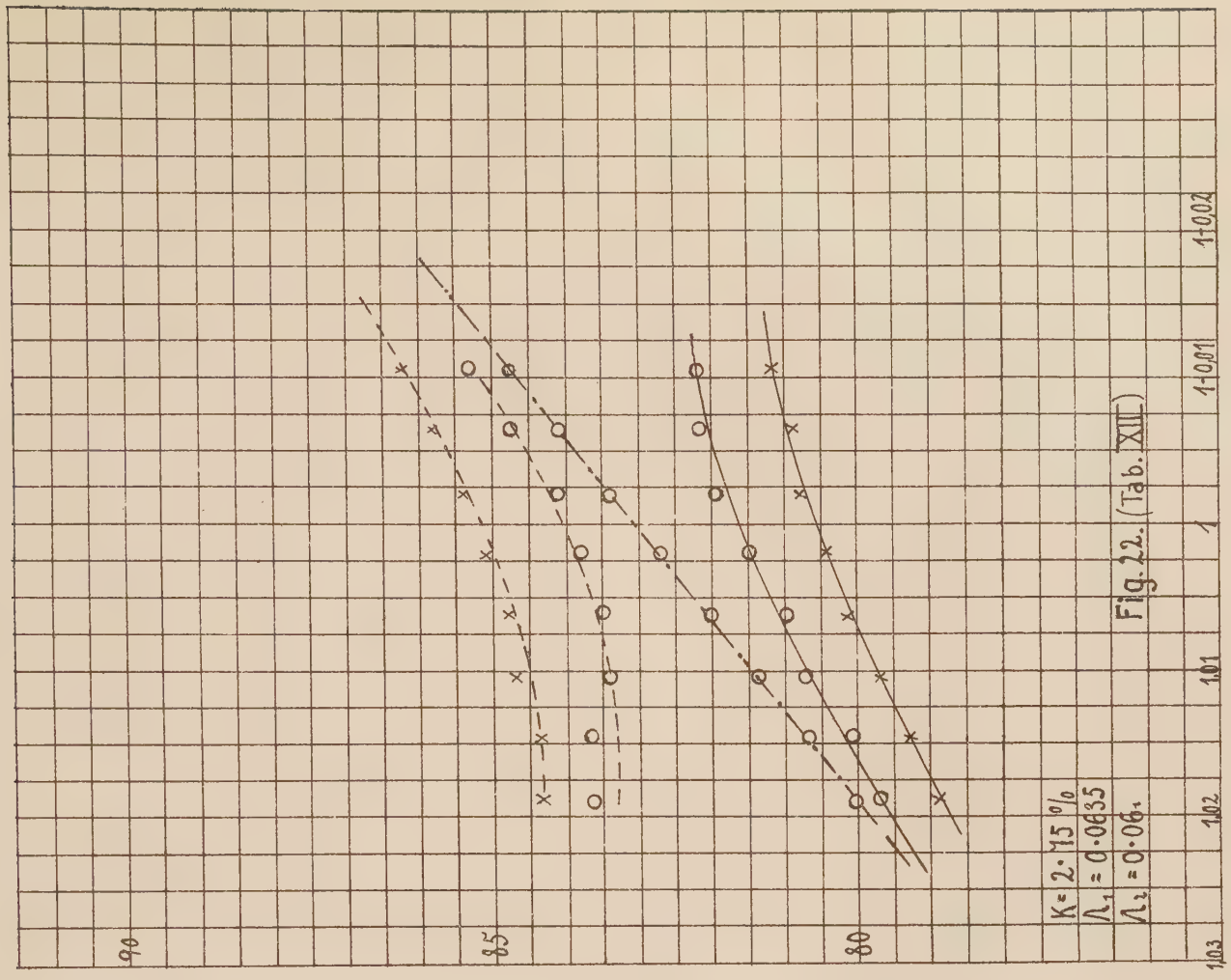


Fig. 22. (Tab. XII)

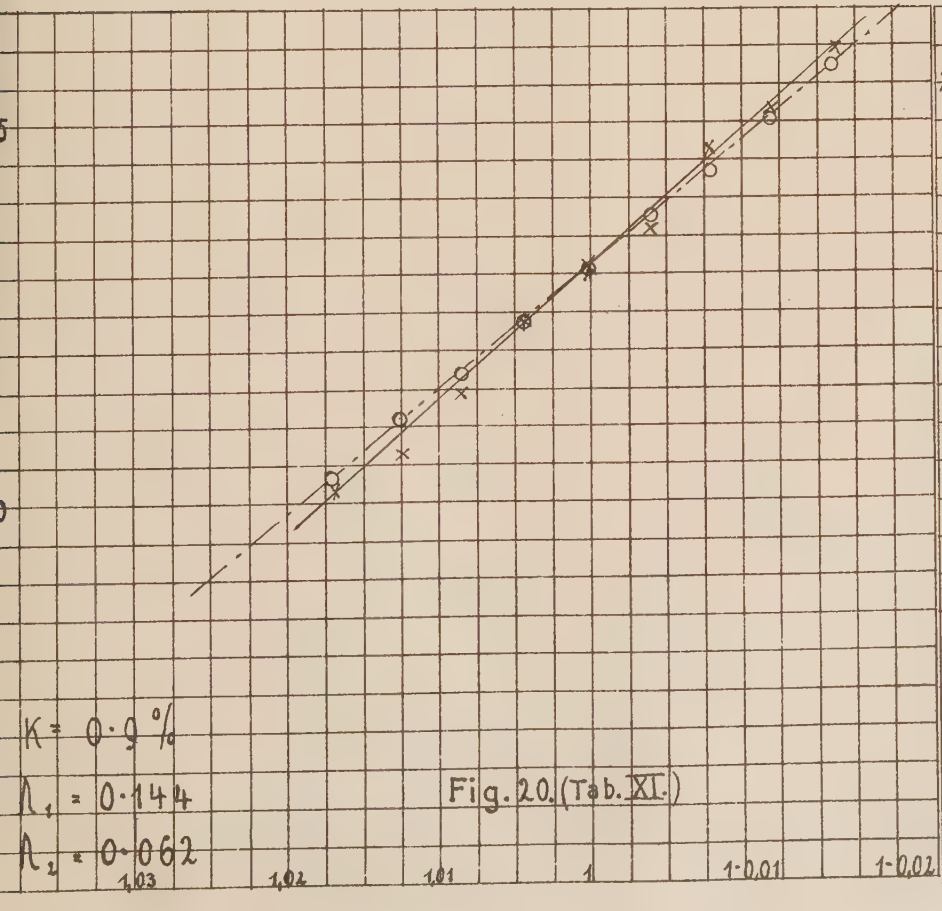


Fig. 20. (Tab. XI.)

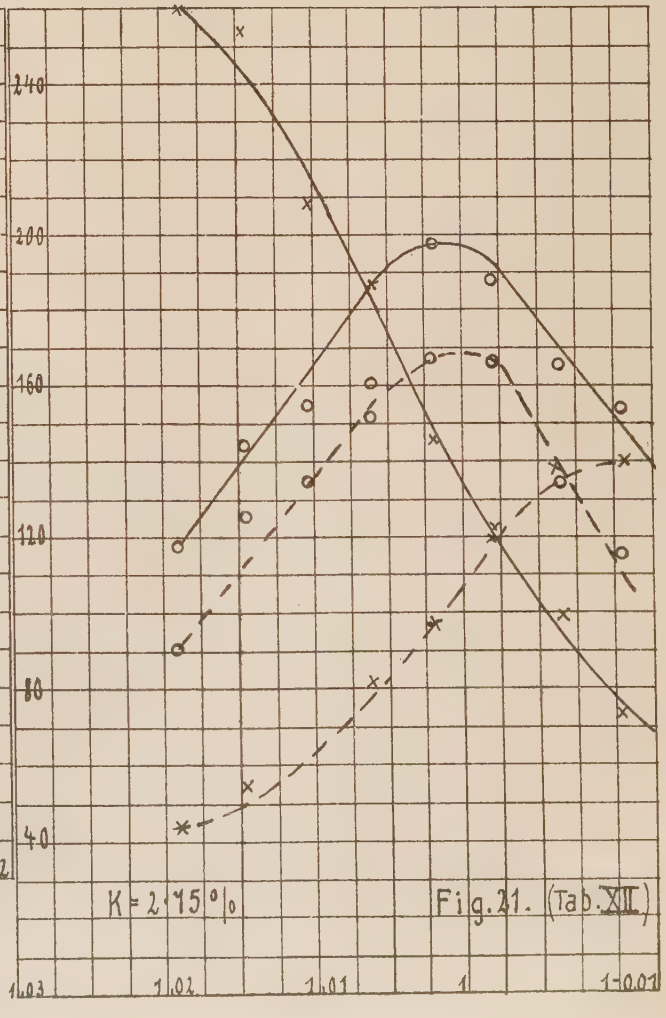


Fig. 21. (Tab. XII)

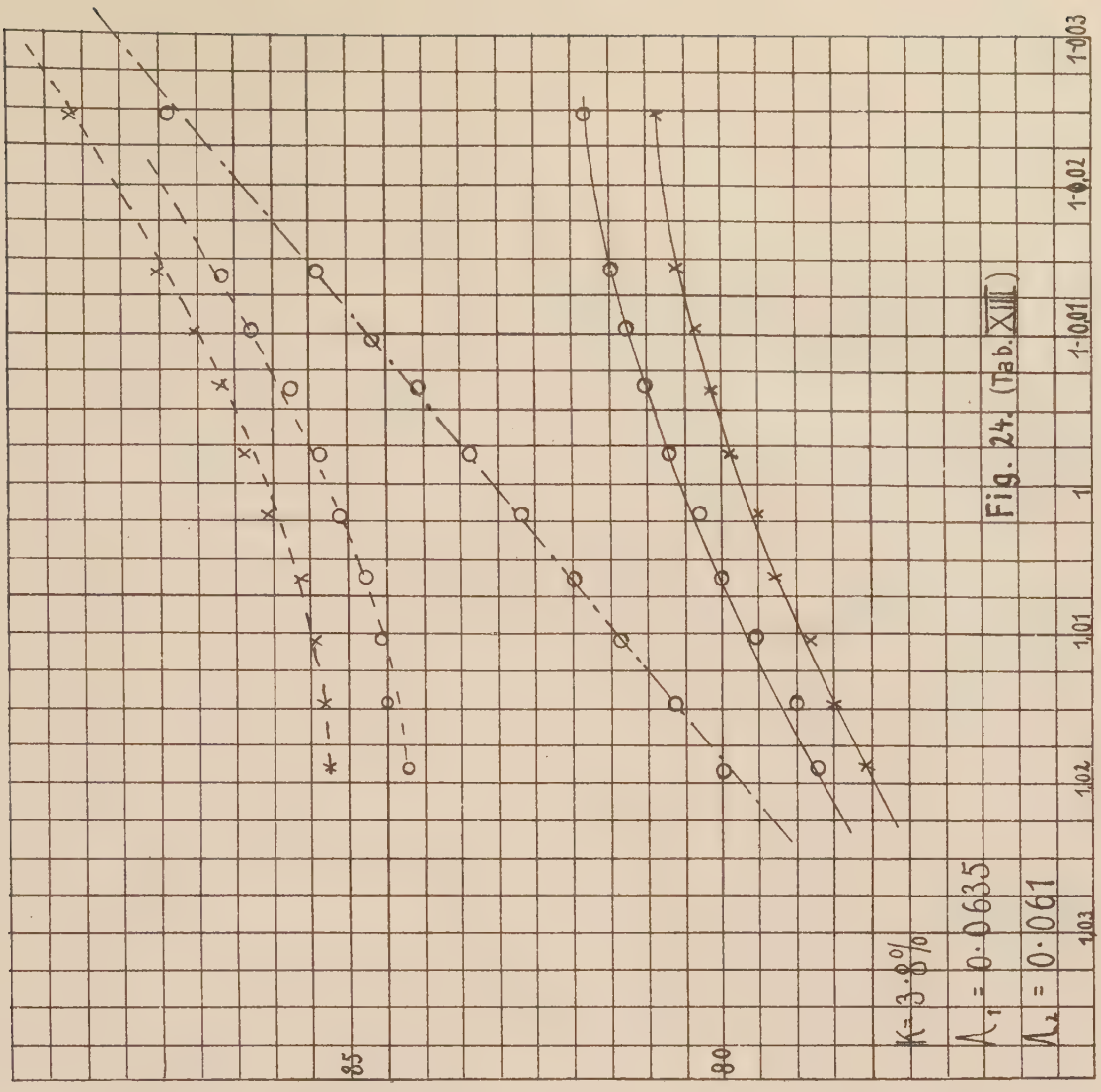


Fig. 24. (Tab. XIII.)

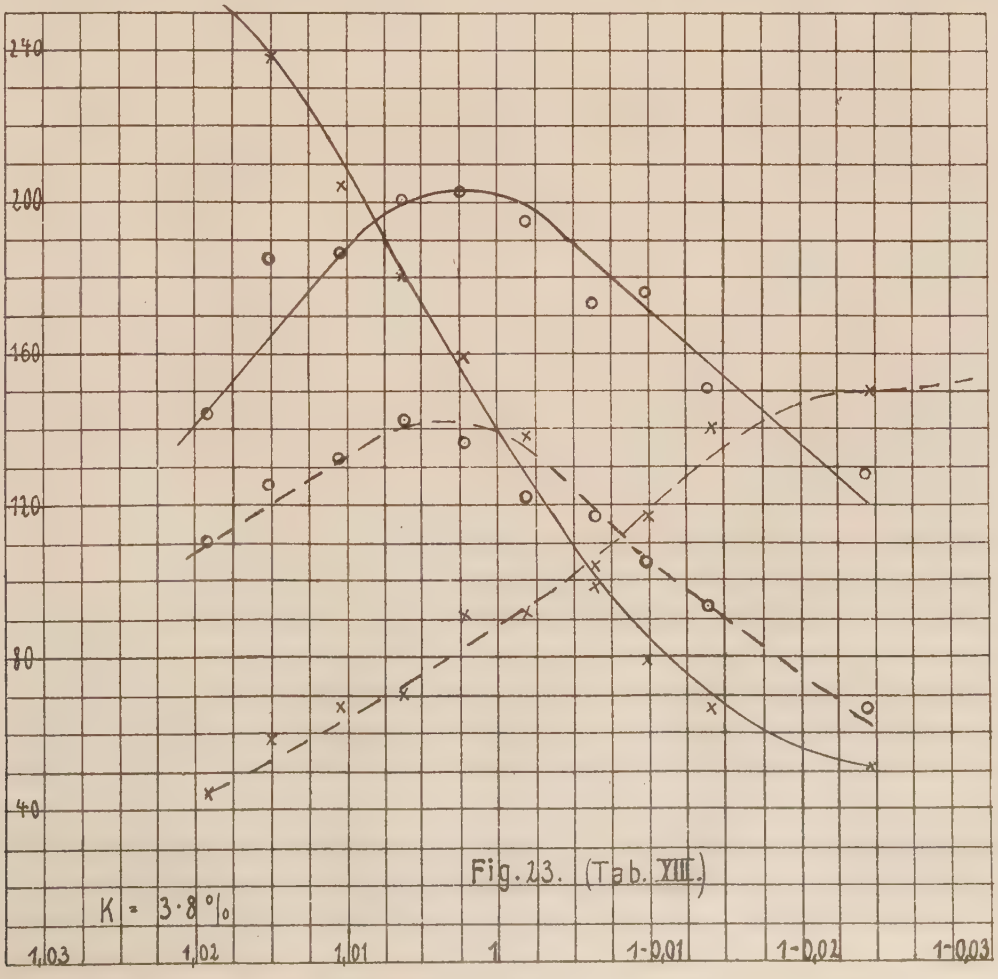
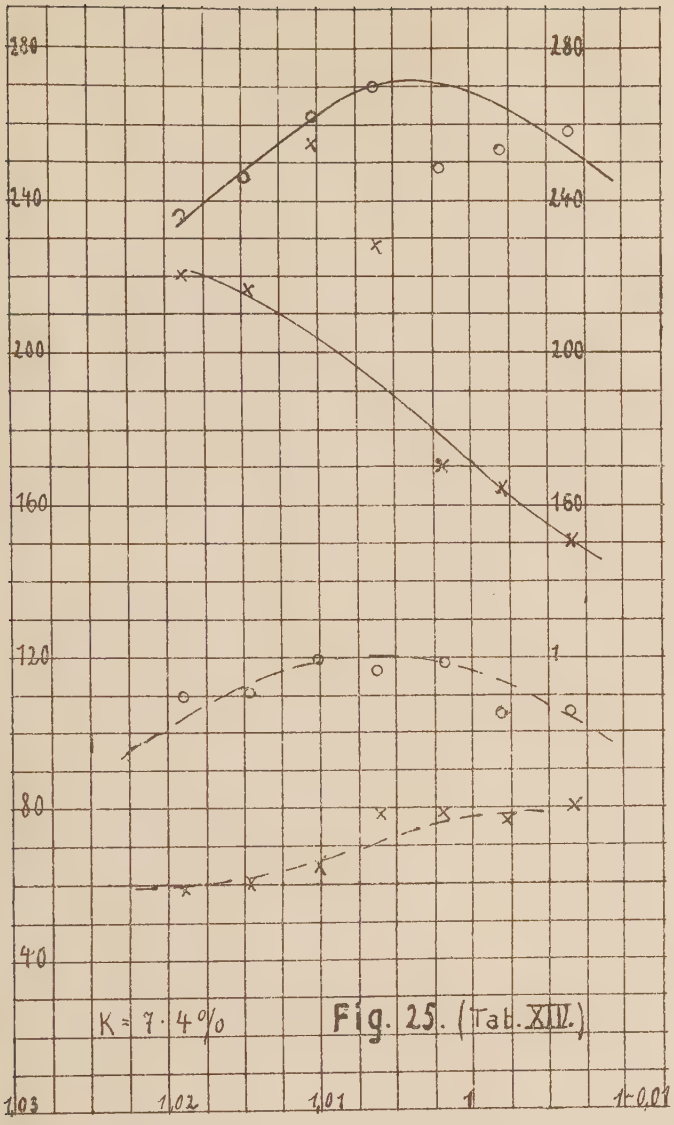
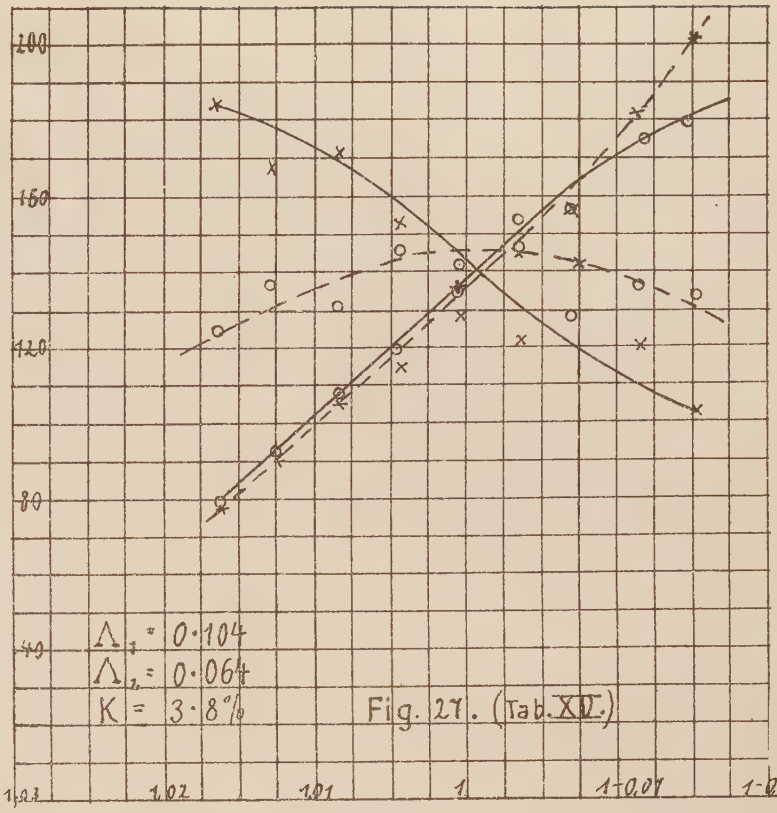


Fig. 23. (Tab. XIII.)



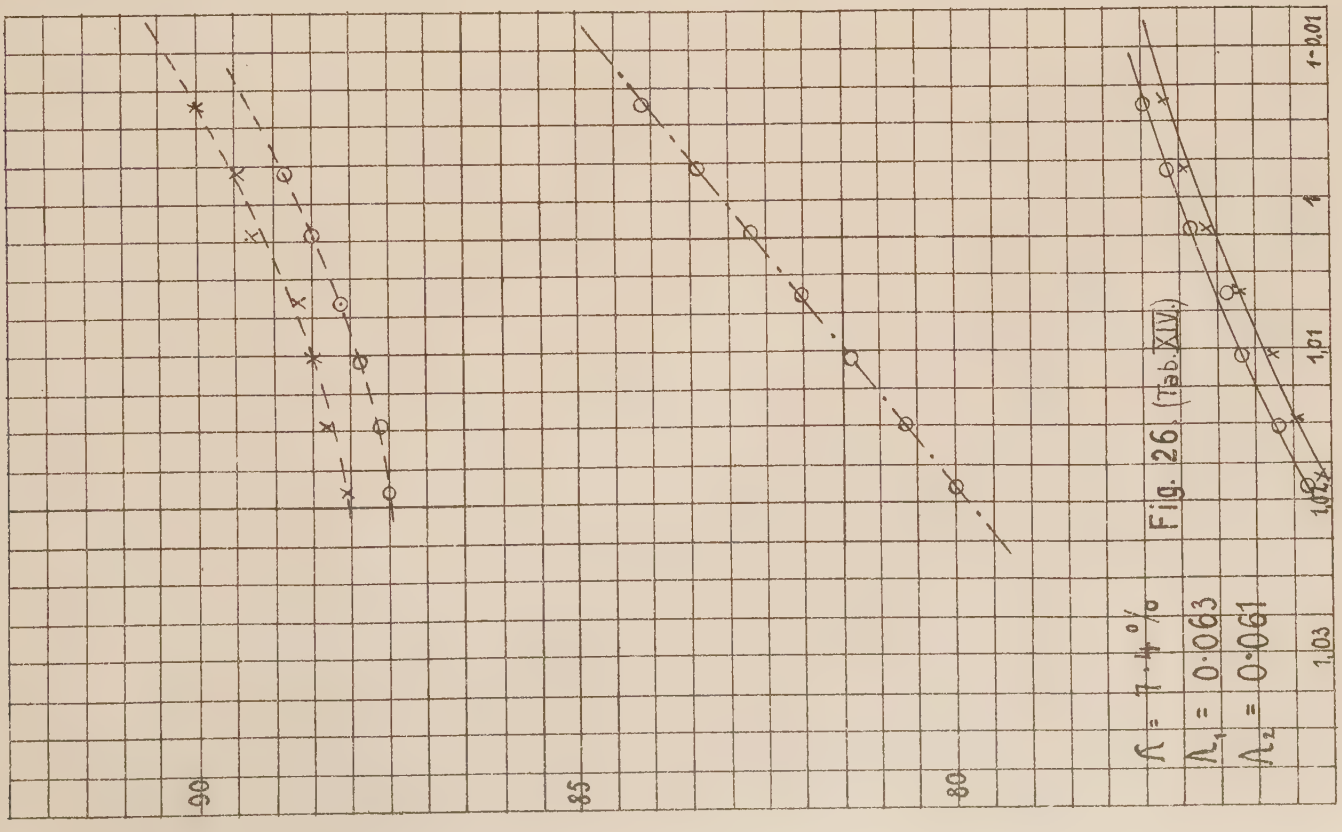
K = 7·4%

Fig. 25. (Tab. XIII.)



$\Lambda_1 = 0{\cdot}104$
$\Lambda_2 = 0{\cdot}064$
K = 3·8%

Fig. 27. (Tab. XV.)



K = 7·4%
$\Lambda_1 = 0{\cdot}063$
$\Lambda_2 = 0{\cdot}061$

Fig. 26. (Tab. XIV.)

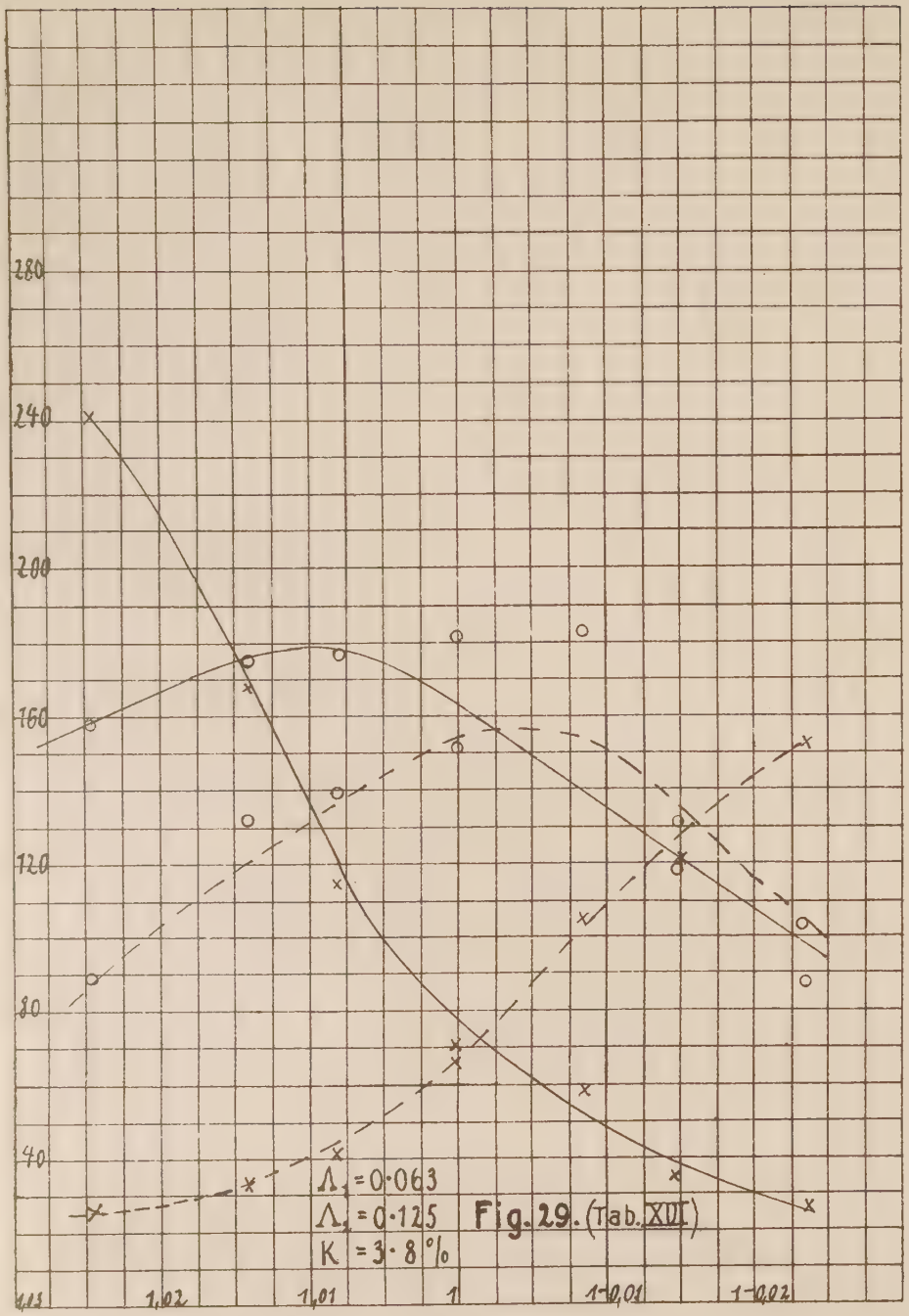


Fig. 29. (Tab. XVI)

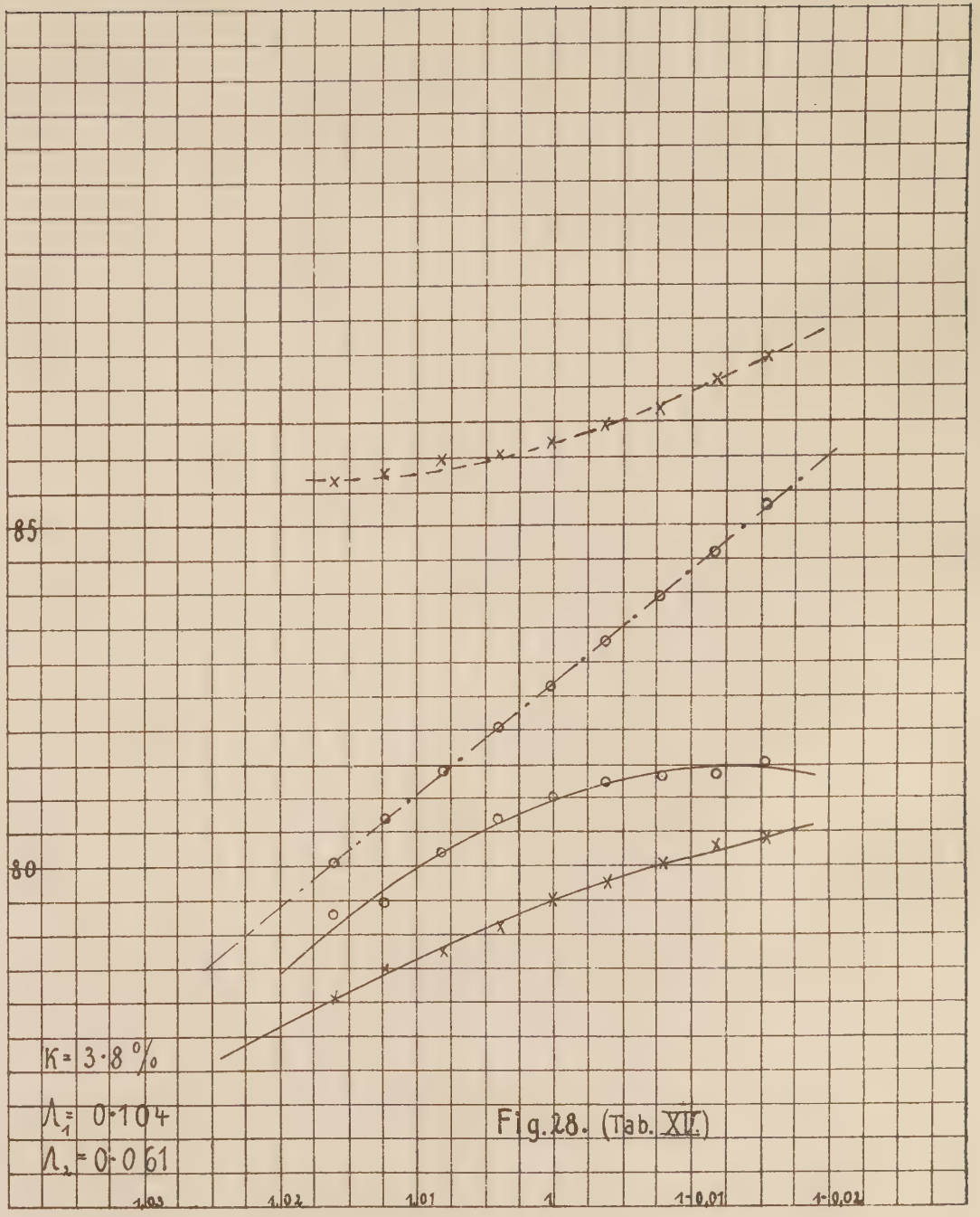


Fig. 28. (Tab. XV.)

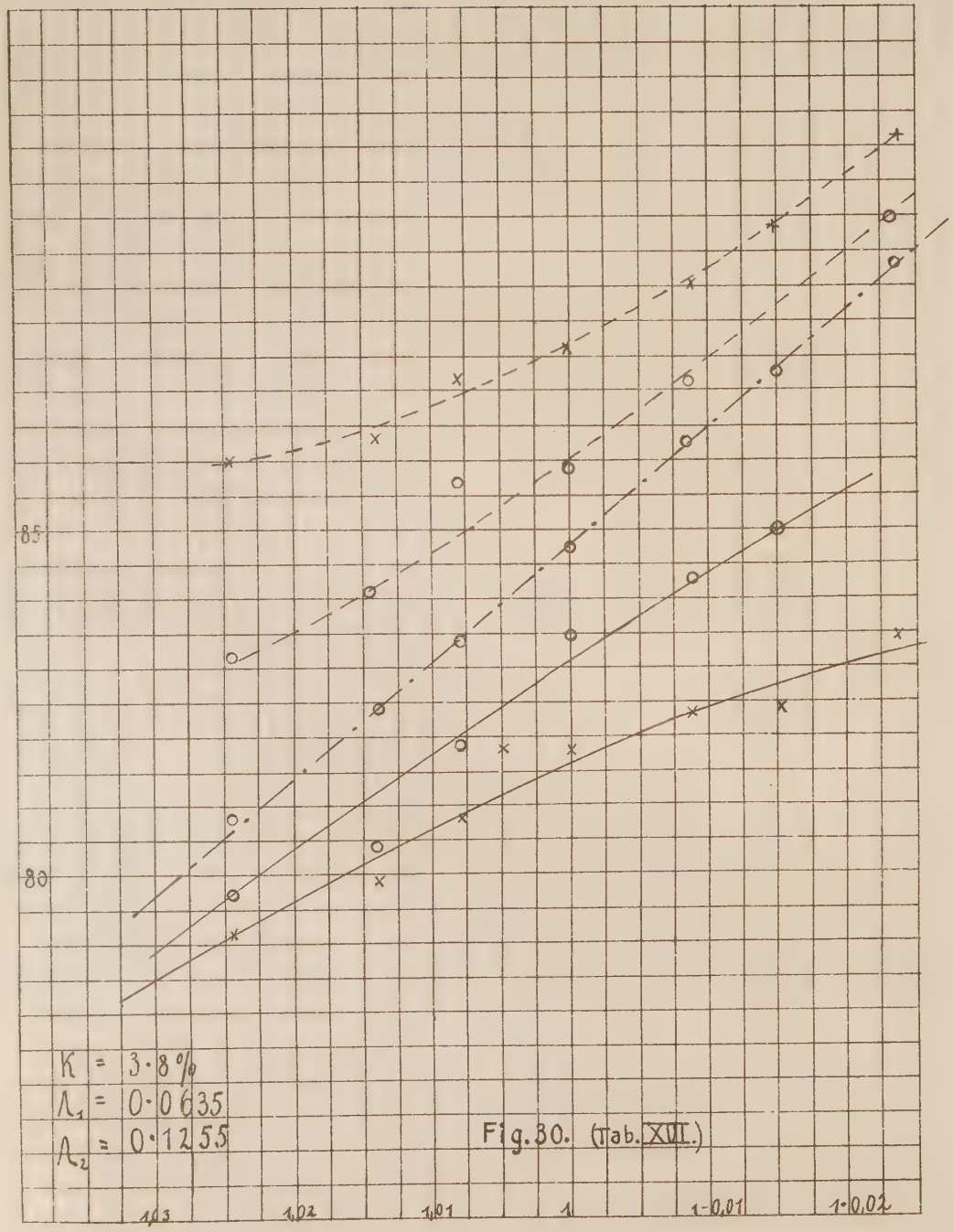


Fig. 30. (Tab. XXII.)

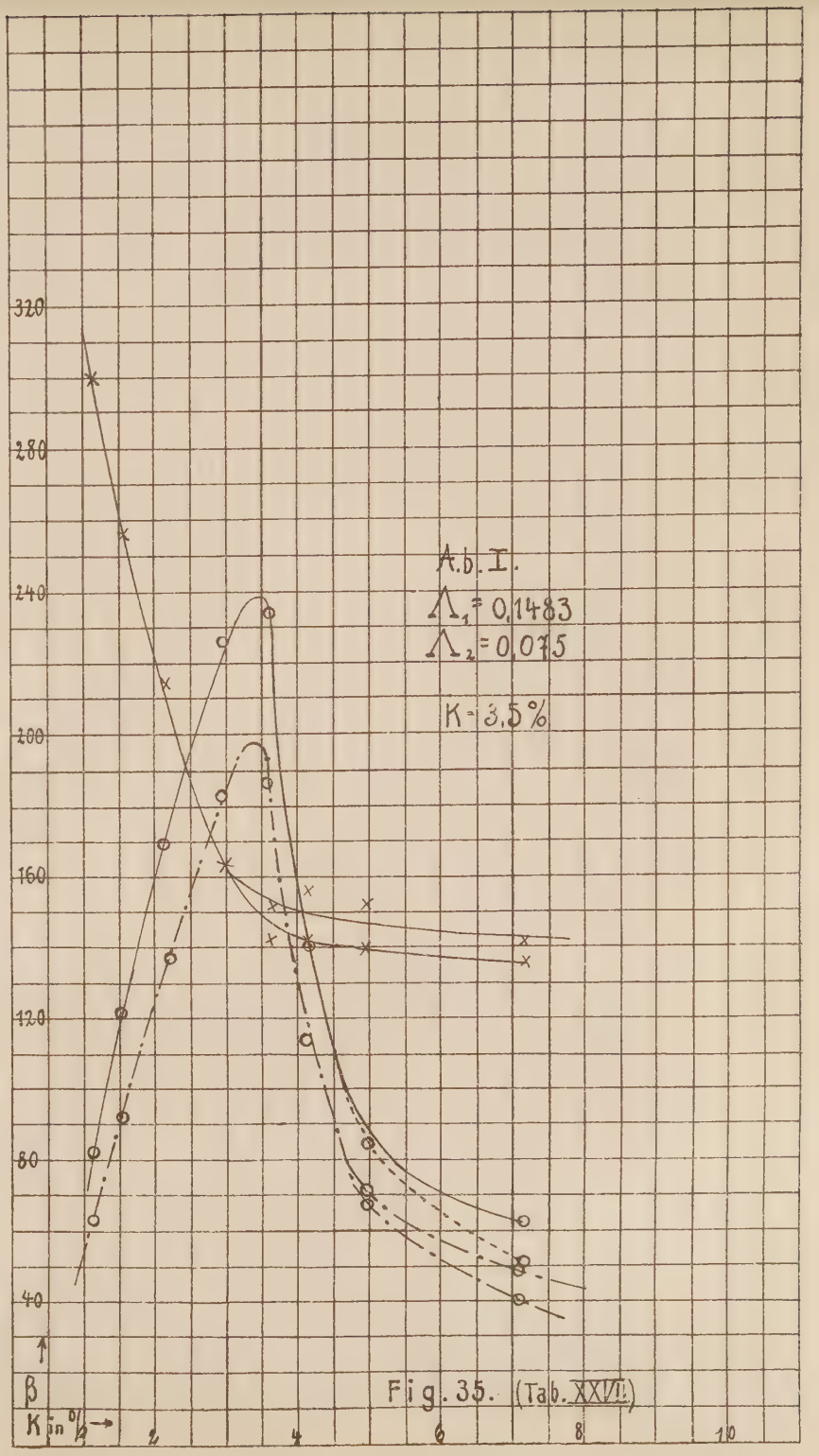


Fig. 35. (Tab. XXVI.)

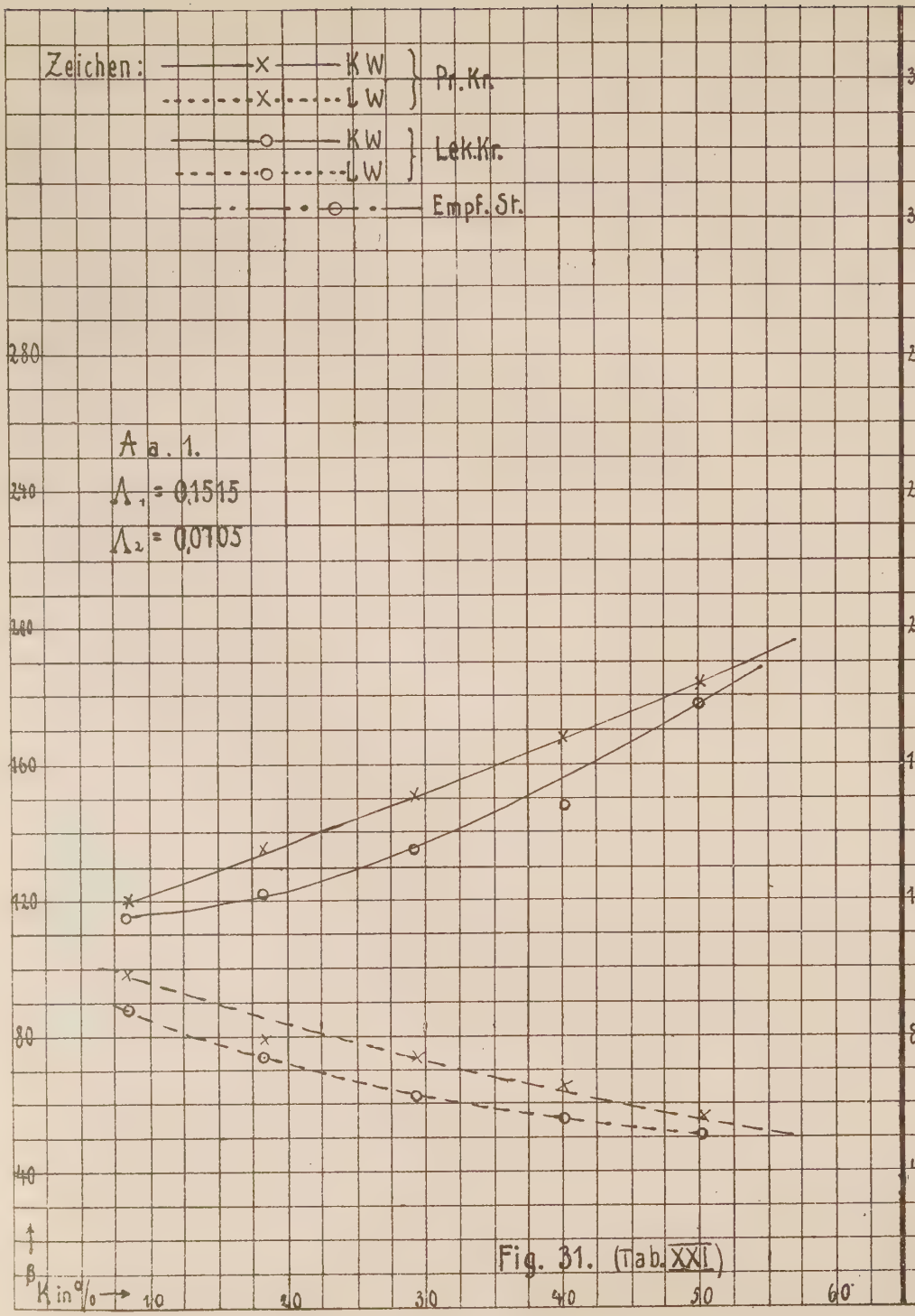


Fig. 31. (Tab. XXI)

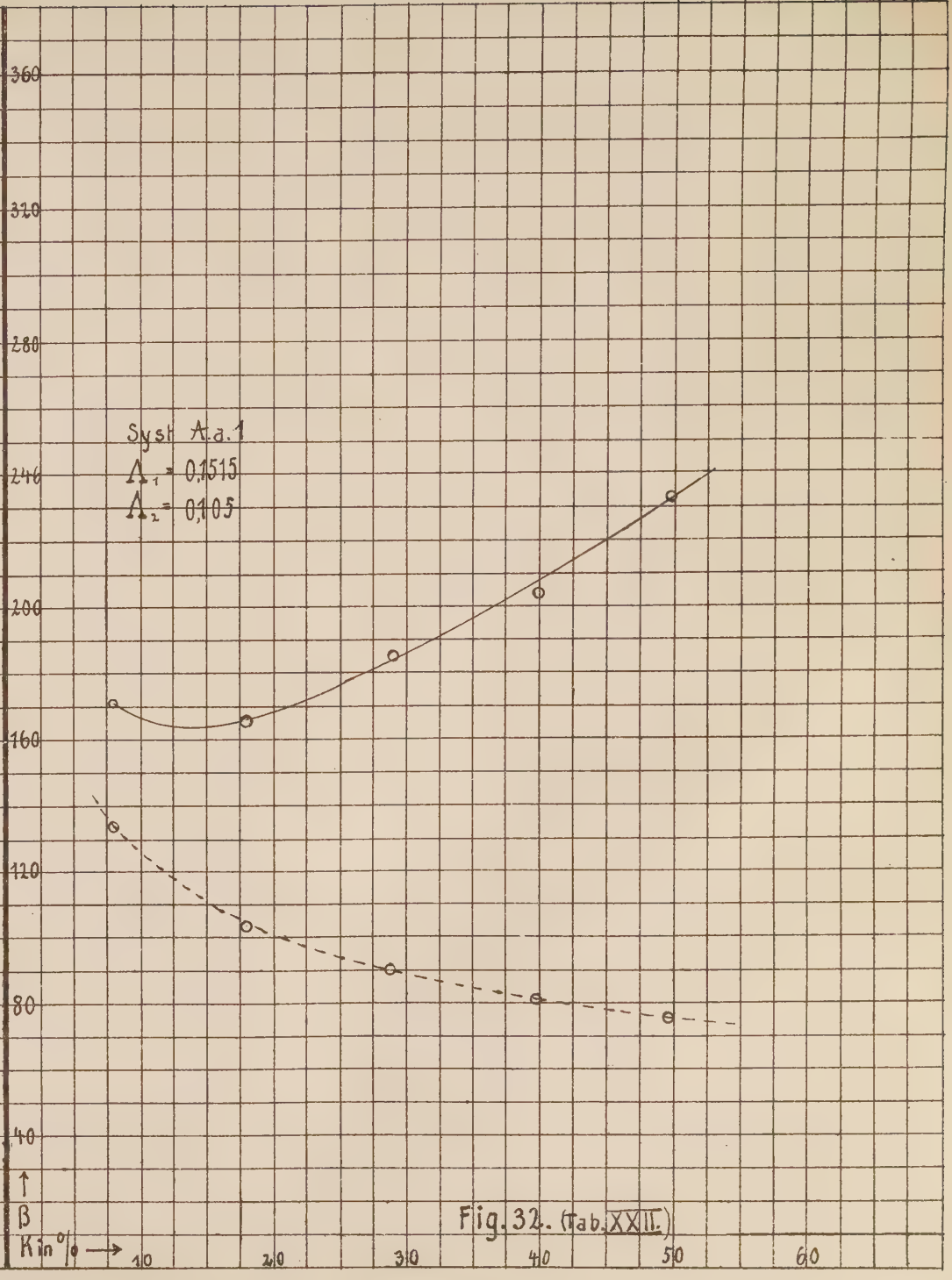


Fig. 32. (Tab. XXII.)

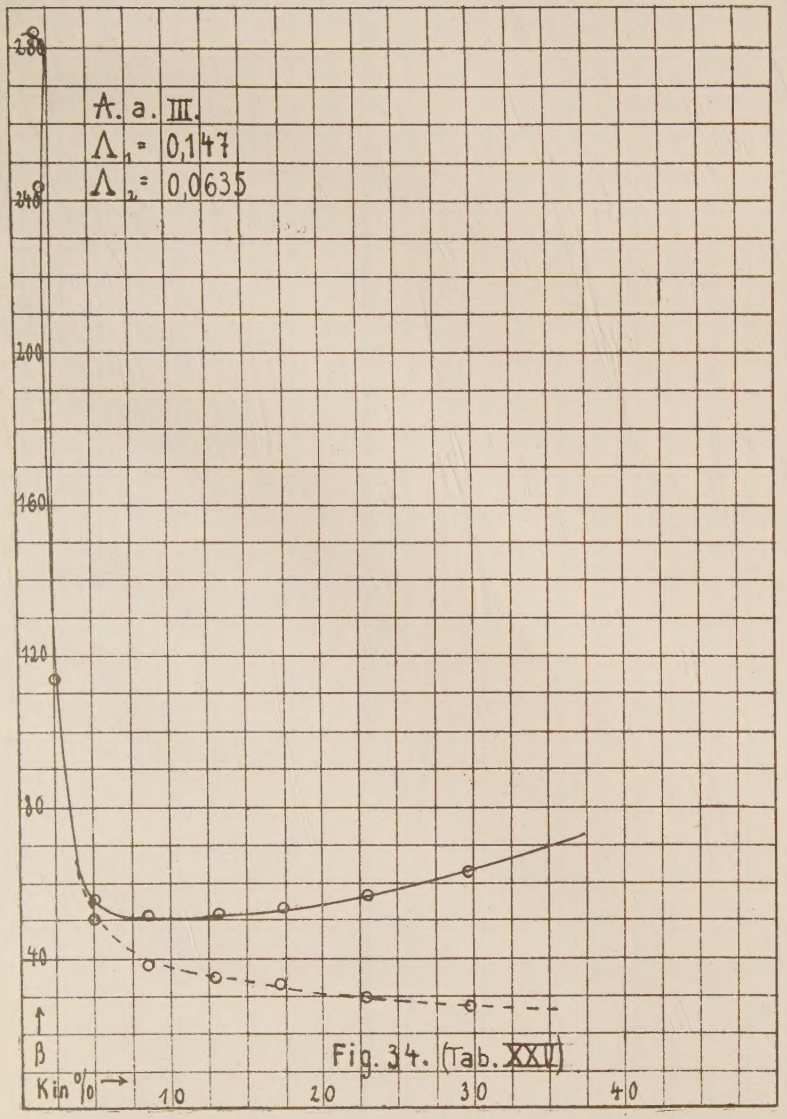


Fig. 34. (Tab. XXV)

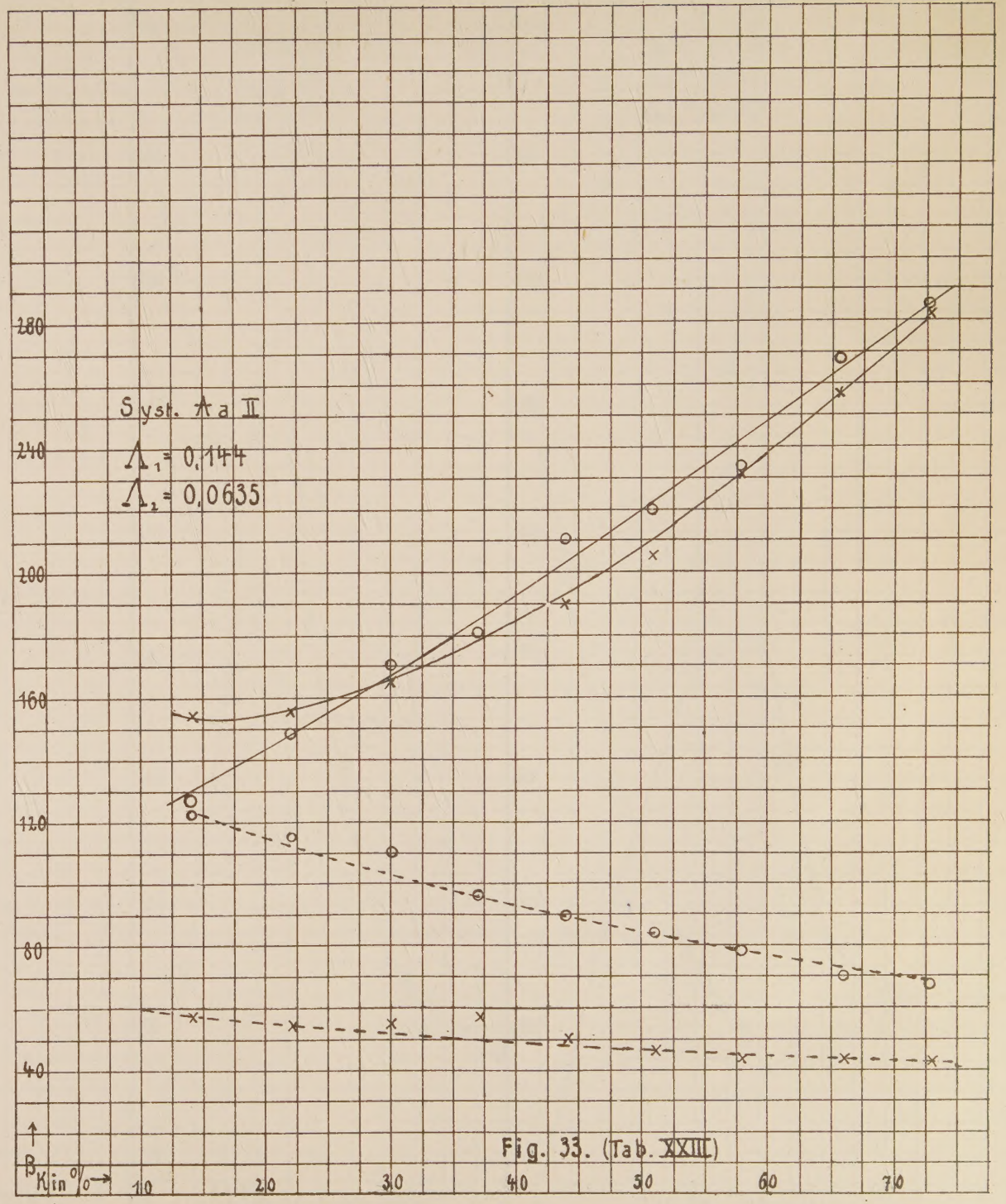


Fig. 33. (Tab. XXIII)

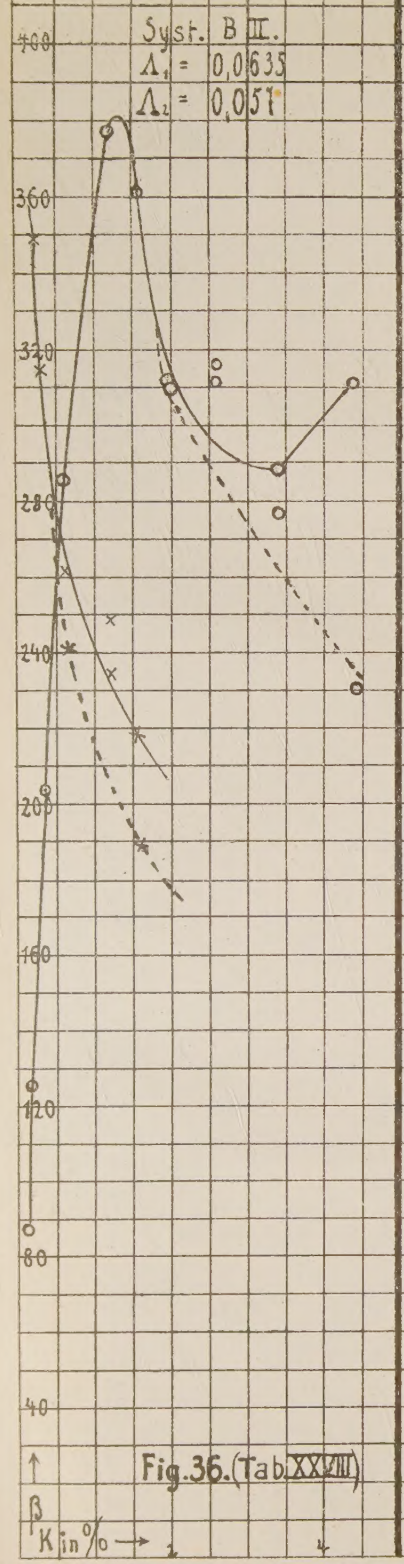


Fig.36. (Tab. XXVIII)

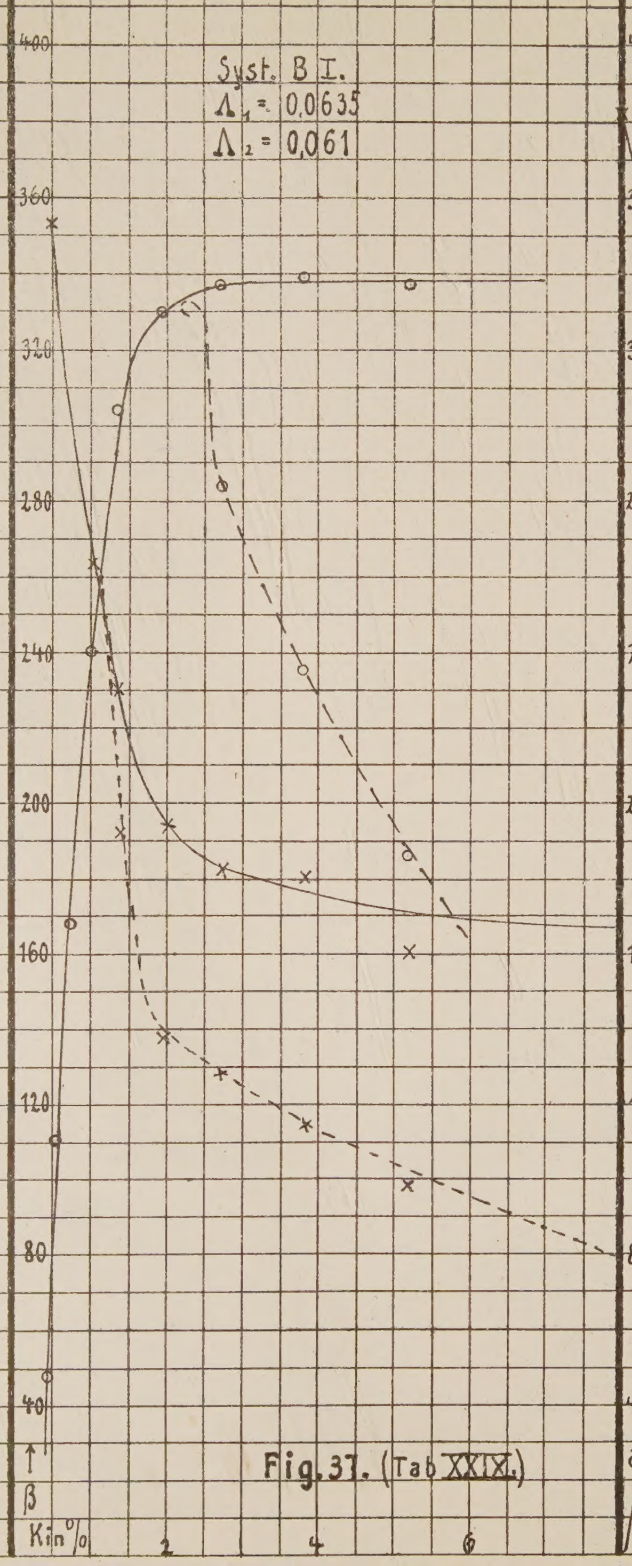


Fig.37. (Tab. XXIX.)

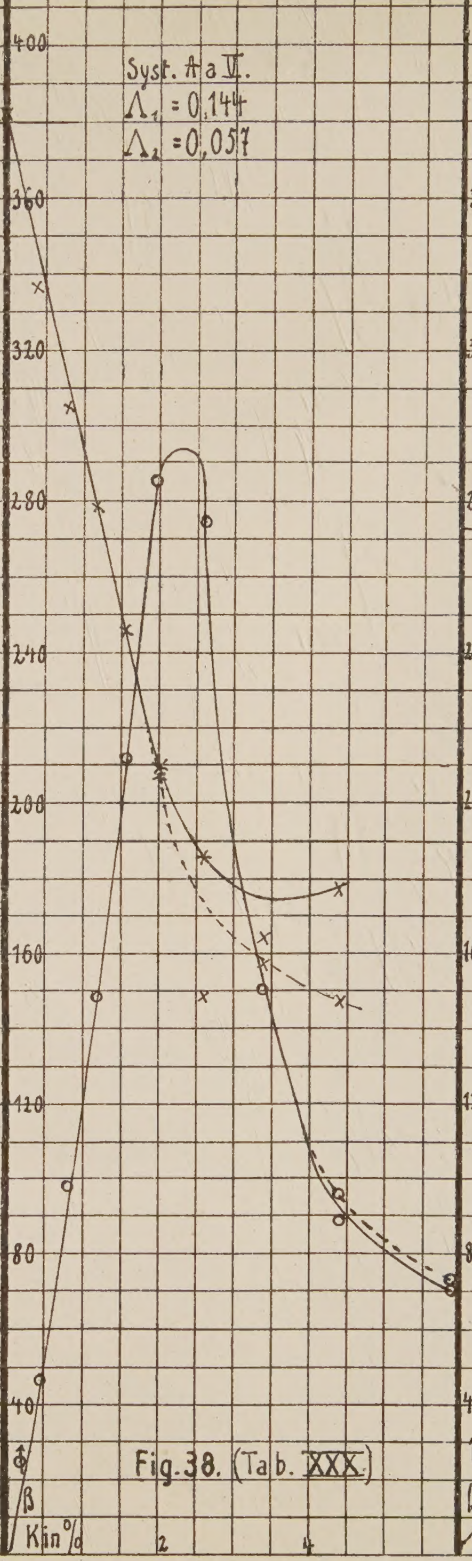


Fig.38. (Tab. XXX.)

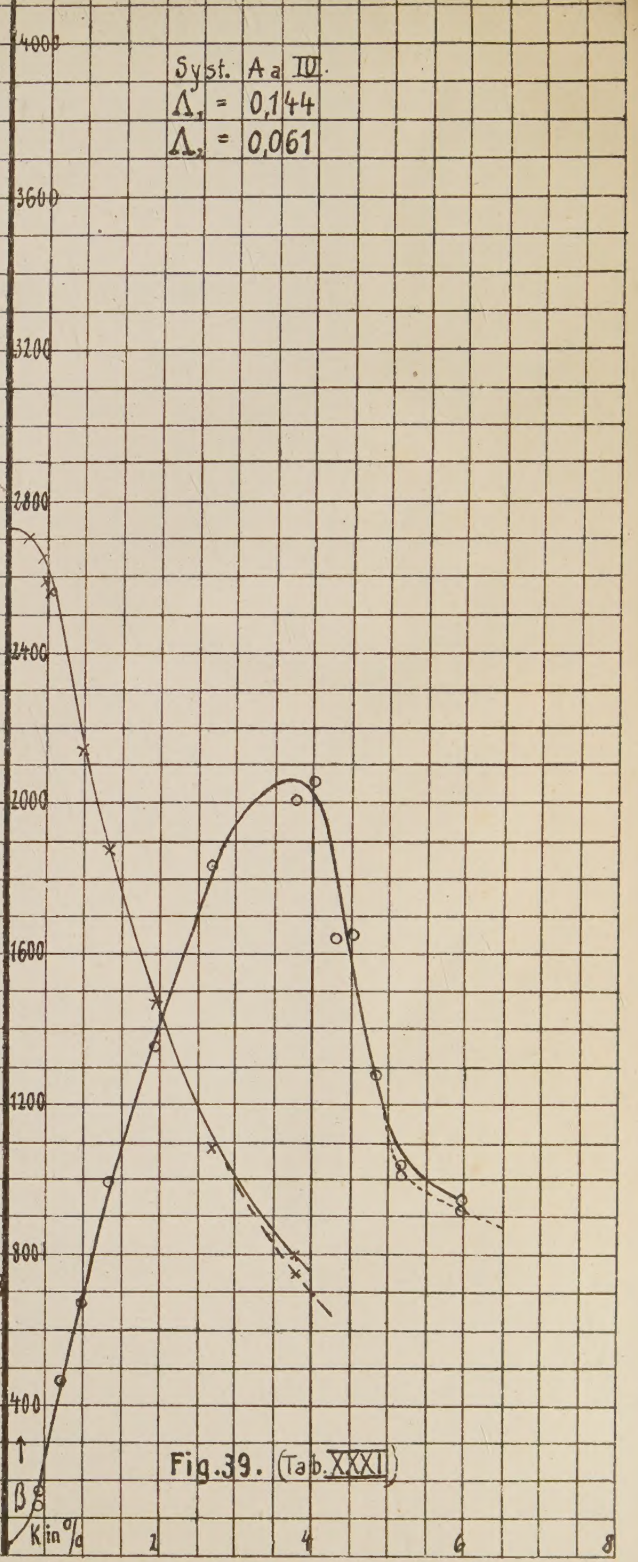


Fig.39. (Tab. XXXI)